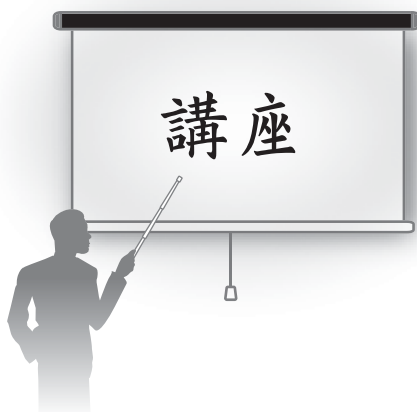




電子デバイス技術者のための 量子論入門

——不確定性原理を中心に——

Introduction to the Quantum Theory for Electron Device Engineers,
Using the Uncertainty Principles

水野皓司

1. はじめに、高周波電子デバイス技術者と 量子論

スマートフォンの普及などに見られるように、情報通信技術 ICT の発展は近年目覚ましいものがあります。

Society 5.0 という言葉を御存じでしょうか？ これは、第5期科学技術基本計画で使われている超スマート社会の実現を表す言葉で、情報社会を基に人間中心の豊かな社会を目指すものと説明されています。ここで、重要な基盤技術の一つは高周波デバイス技術を中心にするものだと思います。そしてデバイス技術で扱う電磁波の周波数は、年々より高い方向に向かっています。情報量の増加に対応するためです。そのためにミリ波を使う通信も現実の技術として考えられ始めました。ミリ波通信はこの何十年か、次世代の通信こそはと言われ、しかし現実化していなかったものです。

さて、電磁波は波と粒子の両方の性質を持っている、とはよく言われることです。波としての性質は、私たちデバイスあるいはマイクロ波技術者にとって身近なものです。しかし、粒子の方はどうでしょう。電磁波が粒子とはどういうことでしょうか。実はこの場合の粒子とは、電磁波の形が粒状のものであるということではなく、そのエネルギーに素量があるということを表しています。周波数 ν の電磁波のエネルギー素量は、 $h\nu$ (h はプランク定数) です。したがってあるモードの電磁波は、素量の整数倍 $nh\nu$ のエネルギーを持つ、ということになります^(注1)。この意味で、電磁波はエネルギー素量を持つ粒子（光子、あるいは光量子）の集まりと考えることが

できます。私たちデバイス技術者は、これまで電磁波を粒子つまり光子として扱う必要性は、ほとんどありませんでした。ところが、周波数が高くなるに従って、電磁波は光子としての性質をよりはっきりと現わしてきます。それは高い周波数になるほど光子のエネルギーが大きくなるからです。光子のエネルギーが大きくなると、量子論というこれまで私たちとは余り関係のない分野での取り扱いが必要となってきます。

もっとも、量子論、というよりは量子力学はトランジスタをはじめとする多くの半導体デバイスで使われているバンド理論を生んだものです。そして、バンド理論を用いて開発された多くのデバイスは、種々の微細加工技術の進展に伴って、より高い周波数での動作が確保されてきています。

それで多くの皆さんはきっとこう思われるでしょう。より高い周波数を扱うようになって、これまでのやり方の延長で十分ではないか、と。ところが、量子効果は意外に身近なところで、今まで私たちが使ってきたのは違うやり方で効いてくる例があります。本稿でこの後見ていくように、ある種の電子デバイスは、3 THz、波長で言うと 0.1 mm 辺りで量子効果が効いてきて動作できなくなります。これはどうしてでしょう。3 THz と

(注1) 「夜空に星が見える」という何気ない光景は、実は光子が実在することを示しています。もし、星からの光が波であるとし、その強度は距離の自乗で減衰し、目に届く頃には余りに小さくなって見えなくなることになります。一方、光の強度が素量（光子）を持つと考えますと、星から出た光子のうち、ある割合の個数は目に届きます。そして個々の光子（可視光）の強度（エネルギー素量）は視神経を励起するのに十分な大きさを持っていますので、その光は目に見えることになります。遠い星から目に入ってくる光子の数を見積もってみましょう。瞳の径を 8 mm（夜間）と考え、例として等級 0 の強度（ふく射エネルギー）の星に対して計算してみますと、毎秒約 10^6 個の光子が瞳に到達していることとなります。ちなみにこの個数は、約 500 m 先にあるろうそく（光度：1 カンデラ）から瞳に届く数とはほぼ同じです。なお、ここで用いた星の強度に関しては、文献(1)を参考にしました。

いうのは、テラヘルツ波帯の入り口で、ミリ波帯のすぐ近くと言ってもよい周波数です。量子力学を用いた計算⁽²⁾の結果は、この場合電子は電磁波というよりは光子と、それも非常に少ない数の光子と相互作用していることを示しています^{(3), (4)}。

考えてみると私たちがこれまで扱ってきた信号は、あくまで位相が定まった波としての電磁波で、光子としての扱いを必要としないものでした。しかし、上で例に引いた電子デバイスの場合、その信号は光子として考えなければいけないものだったのです^(3,3)。それでは光子としての性質は、どういう場合に出てくるのでしょうか？その疑問が本稿をまとめる切っ掛けでした。そして、その疑問に対する答えは、量子論で言う「不確定性原理」を使うと、少なくとも定性的なイメージは得られるということでした。

新しいことを始めるとき、イメージ（物理像）を得るということは大切です。そして、不確定性原理は量子論の考え方を知る上でとても重要なものです。その重要性については、2. の最初で触れます。3. では、代表的な三つの不確定性原理について具体例を挙げながら説明します。この際、説明の順序は、量子論の考え方に慣れるように、まず私たちにとって身近な場合から述べて行き、最後の3.3で上に述べた電磁波を光子として考えるべき場合について説明しようと思います。

2. 高周波（マイクロ波）技術と不確定性原理

皆さんは、きっと、これまでに「不確定性原理」という言葉をお聞きになったことがあると思います。何か得体の知れないものとの印象を持っている人も多いことでしょう。しかし、不確定性原理の考え方は、私たち高周波を扱う技術者にとって実は身近で理解しやすいものです。それは、量子論が“もの”を波として見ることに由来します。不確定性原理は、波の性質なのです。そして波の扱いなら高周波技術者の得意とするところです。

しかも、不確定性原理を知ることは、量子力学の本質を知ることに繋がります。例えば、そのことは次のような言葉にも表されています、いわく、“不確定性原理は、ある意味で量子力学の核心だ”⁽⁵⁾、あるいは“The uncertainty principle protects quantum mechanics（不確定性原理は量子力学を守る）”⁽⁶⁾、などなど。

ただし、この原理であらゆることが明解に説明できるか、というところではありません。例えば、3.1で述べるようにトンネル現象については、大まかなイメージを説明できる程度に限られ、より詳しい議論は量子力学を使った解析が必要です。それで本稿はあくまで量子論の考え方についてある程度のイメージを得るためのもの、と限定してお付き合い下さい。

それでは以下、代表的な三つの不確定性原理について

考えてみることにしましょう。最初の二つのもの（3.1, 3.2）は、私たちにとって比較的身近なものです。ところが3.3で述べるものについては、私たちはこれまで余り注目していませんでした。しかし、電子デバイス開発の際、信号の周波数が高くなるに従って、この効果を考慮することが必要になってきます。

3. 三つの不確定性原理

不確定性原理は、例えば、あるものの位置と運動量のような一对の物理量の間に存在する関係で、しかもこのとき、それらの物理量そのものではなく、各物理量の“揺らぎ”の間の関係を表すものです。“揺らぎ”という言葉で、私たちがすぐ思い付くのは、物理量を測定したときに生ずる測定誤差です。しかし、本稿で扱う“揺らぎ”は測定誤差とは違います。もっと本質的なものです。それでは、何なのか？このことは、この後で述べる実例を見ると、波の性質に明るい皆さんはすぐ理解されることでしょう。

なお、最近、測定誤差、じょう乱に関する新しい不確定性関係が理論的に提唱され、実験でも検証されています^{(7), (8)}。

3.1 位置と運動量との間の不確定性原理

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar/2 \quad (1)$$

この式(1)は、あるものの位置（ x 方向）の揺らぎ Δx と運動量（ x 方向）の揺らぎ Δp_x との間に成り立つ不確定性原理を表しています。ここで、 $\hbar = h/2\pi$ です。この原理は、以下に見るように、波の回折現象でイメージを描くことができます。図1を御覧下さい。直径 a の穴（横方向）が開けられた衝立（ x 方向）を通して、図

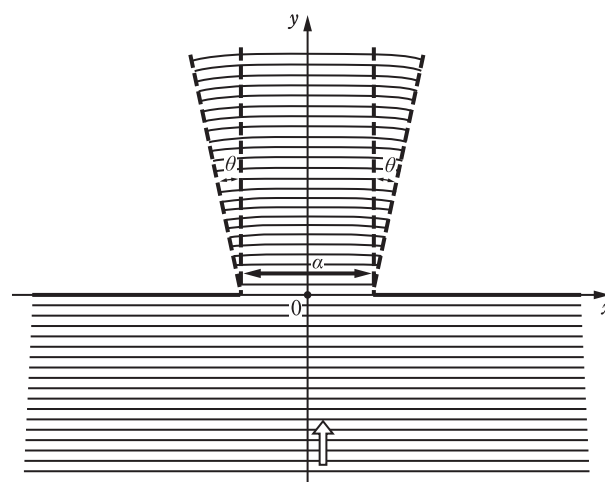


図1 光の回折現象⁽⁹⁾

の下から光の平面波（波長： λ , $\lambda/a < 1$ ）が通過します。このとき、光の位置は a という範囲に定められることになります。穴を通った光は回折で広がりますが、その角度 θ は、光学あるいはマイクロ波開口面アンテナ等の解析でよく知られているように、大雑把に次式で表されます。

$$\sin \theta \cong \lambda/a \quad (2)$$

つまり、穴を通るまでは横（ x ）方向には向きがなかった光が、穴の上では横方向の向き（運動量）を持ちます。波長 λ の光の運動量 p は、

$$p = h/\lambda \quad (3)$$

であることが知られていますので、穴を通った後の光は、 $\Delta p_x = p \sin \theta \cong h/a$ の横方向の運動量を持つことになり、これより穴の直径 a を Δx とすると、 $\Delta x \cdot \Delta p \cong h$ が得られます。この節の標題の式(1)は量子力学を用いた詳しい計算の結果で、右辺の定数の値が違っていません。

不確定性原理のイメージを考えると、この数値の差は無視しても大丈夫です。それで、式(1)で現される不確定性原理は、私たちに身近な波の回折現象を使って説明できることが分かります。

そして、気を付けねばならないことは、上で見たように、 Δx , Δp などの揺らぎは測定誤差とは異なる、本質的なものであることです。

なお、波長 λ の光の運動量が式(3)で表すことができることは、そもそもは20世紀の初め頃 A. Einstein らによって考えられたものです。L. de Broglie はその考えを物質一般へと拡張しました。つまり、およそあらゆる物質は波動としての性質を持つ物質波（後の確率波）として振る舞い、そしてその波長は物質の運動量と式(3)で結び付くことを示したのです。

さて、上の例は、波が衝突を通った後、横方向の運動量が、 $p_x = 0$ を中心に揺らぎ Δp_x を持つことを示しています。この運動量の揺らぎは、エネルギーと結び付いているはずですが、それについて次のような場合を考えてみましょう。今三次元の小さな箱（立方体）を考えます。一辺を l とすると、その中の波（確率波）の位置の不確定は $\Delta x \sim l$ となり、寸法 l を小さくしていったとき、運動量は、 x , y , z の各主軸方向にそれぞれ揺らぎ $\Delta p \cong h/l$ を持つことになります。このとき、この揺らぎに対応するエネルギー E は次式で与えられ、

$$E \sim 3(\Delta p)^2/2m \quad (4)$$

l が小さくなると、不確定性原理によってエネルギーが

増大することを示しています。

私たちのごく身近にこの不確定性原理に関係しているものがあります。原子の構造を考えてみましょう。よく知られているように、原子は原子核と電子から成っています。これらはお互いに反対の電荷を持っていて、したがって電子は静電力によって核に向かって引かれ放射しながら崩壊してしまいます⁽¹⁰⁾。これが古典論による原子模型が破綻した原因です。しかし、量子論を考えると次のようになります。つまり、電子が核に近付き狭い空間 Δx に閉じ込められると不確定性原理によって運動量 Δp が増え、式(4)に従ってエネルギーが大きくなり、それは崩壊に反発する向きで、結局電子の存在する空間、つまり原子はある大きさに落ち着くこととなります。つまり、世の中の物質がある大きさを持って安定に存在しているのは、実にこの不確定性原理によるものなのです⁽¹¹⁾。

それでは、不確定性原理は原子の大きさについて、どう説明できるのでしょうか。簡単に数値を当たってみようと思います。考え方はこうです。まず、核を回っている電子のポテンシャルエネルギー W を考えます。電子は核に引かれていたわけですから、 W はマイナスです。一方、核の周りに閉じ込められている電子は、不確定性原理によって、エネルギー E が増大します。これらのエネルギーがバランスして原子の大きさが決まっている、と考えるのです。

さて、核に引かれていた電子のポテンシャル W は次式で現されます。

$$W = -e^2/(4\pi\epsilon_0 r), \quad (5)$$

ここで、 e は電子電荷、 ϵ_0 は真空誘電率、また r は原子の半径ですが、今オーダエスティメーションとして水素原子を考え、その半径（0.5 Å, ボーア半径）を使いますと $W \sim 26$ eV が得られます。

次に、核の周りに閉じ込められている電子のエネルギー広がりを考えます。エネルギー E と位置の揺らぎ Δx とは、式(4)と(1)から、次式で結び付きます。

$$E \sim 3(\Delta p)^2/2m \sim 3/2m \cdot (\hbar/2\Delta x)^2. \quad (6)$$

この式に m として電子の質量、 Δx にボーア半径を代入すると、 $\Delta E \sim 9$ eV が得られますが、これは式(5)からの結果とまあオーダ的に合う結果と言ってもよいでしょう。このように不確定性原理は、基底状態の形成に関して、定量的にもある程度の目安を与えることができます。

トンネル効果という言葉は、私たちデバイス技術者は時々聞くものです。トンネル（エサキ）ダイオードをはじめ、共鳴トンネルダイオード、あるいはフラッシュメモ

モリ素子などが身近にあります。この効果に対する私たちのイメージは、“電子を狭い所に閉じ込めると、波動関数がしみ出す”という程度です。不確定性原理の考えを使ってこの効果を説明できるものなのか考えてみましょう。式(4)を使うと次のようなイメージを持つことができます。つまり、極めて狭い所にいる電子は運動量、つまりエネルギーが大きくなり、そのエネルギーを使って障壁を乗り越える、というものです。

電子が障壁 Δx の中に入ったとき、エネルギーの揺らぎがどの程度になるかを式(6)を用いて計算してみましょう。 Δx にトンネル効果を呈するといわれる障壁の厚さ 1 nm を入れてみると、その結果 $\Delta E \sim 30$ meV が得られます。この値は、常温の熱エネルギー (~ 26 meV) 程度のもので、障壁を越える、つまりトンネル効果を起こすのに十分なものは迷うところです。しかし、不確定性原理はオーダエスティメーション的に役立つということを考えると、このトンネル効果の場合も説明できると言えそうです。ちなみに障壁の厚さを上で考えたものの半分 (0.5 nm) で考えると ΔE は ~ 120 meV となります。更に詳しい議論は量子力学を用いて解析することで得られます。

3.2 エネルギーと時間との間の不確定性原理

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (7)$$

次に、この式(7)は、エネルギーと時間とに関する不確定性原理で、例えばある力学系のエネルギーを ΔE の精度で判定するためには、少なくとも $\Delta t \simeq \hbar / \Delta E$ の時間を掛ける必要があることを示しています。

この関係は、電磁波の周波数スペクトル解析を用いてイメージを描くことができます。図2は、有限長 l の、ある時間 t_l だけ続いている正弦波 (周期 $1/\nu_0$) を表しています。この有限長波 (波束) のスペクトルは、通常フーリエ変換を使うと求められ、その周波数幅を粗づかみに見積ると、

$$\Delta \nu \sim \nu_0 / N \quad (8)$$

となります。この式で気が付くのは、波束の周波数幅 $\Delta \nu$ は、その波束を何サイクル (N) 観測するかではな

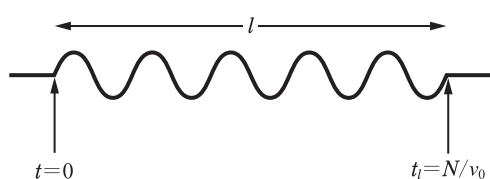


図2 有限時間続く波 t は時間, ν_0 は中心周波数, N は整数。

くて、何秒 ($N/\nu_0 = \Delta t$) 観測するか、で決まることです。ただし、周波数の純度みたいなものを $\Delta \nu / \nu_0$ で考えると、それは $1/N$ で表されることになります。式(8)を変形すると次式が得られます。

$$\Delta \nu \cdot N / \nu_0 \sim 1 \quad (9)$$

この式は、 $N/\nu_0 = \Delta t$ に注意すると次の式(10)になります。 Δt は波束の時間的長さ (t_l) です。

$$\Delta \nu \cdot \Delta t \sim 1 \quad (10)$$

ここで少し不確定性原理から離れますが、この式(10)について考えてみましょう。この式は、 Δt の時間内続く波は、 $\Delta \nu$ の周波数幅にわたって分布する多くの正弦振動の重ね合わせとして表すことができる、ということを示しています。近年短ミリ波～テラヘルツ帯の分光技術としてよく使われている THz TDS (Time Domain Spectroscopy) 法は、この式の Δt にフェムト秒レーザの出力パルス光を用いて、それが含むスペクトル $\Delta \nu$ を分光に利用するものです。通常、10 fs 程度のパルスを用いて、0.1～5 THz の広い周波数領域をカバーします。

私たちの身の周りには、日常たくさんの光 (自然放光) が飛び交っています。それらは種々の原子から放出されているものです。原子の励起状態の平均寿命は $10^{-8} \sim 10^{-9}$ s と言われているので、自然放光の長さは数十 cm、その周波数広がりには式(10)から 1 GHz 程度であることが分かります。この長さと周波数広がりを持った光 (波列, wave train) が、私たちの周りを飛び回っているのですね。

さて、話を不確定性原理に戻しましょう。式(10)の両辺にプランクの定数 h を掛け、光子の周波数とエネルギー E との関係、 $E = h\nu$ を使うと、本節の標題の式(7)が得られます。

それでは、私たちの身近にこの不確定性原理式(7)と結び付く現象が、何かあるでしょうか？ その一つとして、マイクロ波回路の一つである表面波伝送線路について考えてみましょう。通常この線路の張り出し電界の大きさは、電磁界解析法を使って求められます。しかし、本節の不確定性原理を使うとその大きさは大雑把ながら次のように見積もることができます。表面波は、回路表面から光子が入り出しているものと考えましょう。このときエネルギーの変化は $\Delta E \sim h\nu$ となり、不確定性原理から $\Delta t \sim 1/\nu$ が求められます。この Δt の時間で光子が動くつまり張り出す距離は $c \cdot \Delta t \sim \lambda$ (波長) となり、私たちが電磁界解析法を使って得られる結果とオーダ的に一致します。

3.3 光子の数と位相との間の不確定性原理

$$\Delta n \cdot \Delta \phi \geq 1 \quad (11)$$

私たち高周波デバイスの技術者は文字どおり波を扱う技術者です。そして、私たちが波という場合、初めから位相を持っている、つまり位相が定まっている電磁波を考えています。伝送回路を扱う場合はもちろんですし、また ICT において不可欠な増幅を扱うデバイスにとって重要なのは位相の関係を保ったままでの波の強度の増大です。

しかし、ここで電磁波は光子からできていることを考えてみましょう。このとき、位相はどう考えたらよいのでしょうか？ 光子という概念からすぐには位相は考えづらい気がしますが、私たちが扱うマイクロ波もまたレーザ光も、実際に位相を操作することができます。どういう場合に、位相を扱うことができるのでしょうか？ この答えはこの節の標題の不確定性原理式(11)が示しています。ここで、 Δn は光子数の、また $\Delta \phi$ は位相の揺らぎです。私たち技術者にとって重要なのは、 $\Delta \phi$ が小さくて波がコヒーレントなものとして扱える、ということです。この式は、 $\Delta \phi$ が小さいためには、 Δn が大きいことが必要と、言っています。そのとき、位相の揺らぎが小さく私たちが普通に扱っている波（コヒーレントな）として扱えるのです。

身近な現象を考えてみましょう。前節で見たように自然放出光は、各原子から放出されるばらばらな光子から成っています。このとき個数が少なく、言うことは Δn が小さく、式(11)から $\Delta \phi$ が大きくなって位相が定まらず、私たちが電子デバイスで扱う波とは違います。

それでは、トランジスタで扱う波はどういうものでしょう。今信号として 1 mW (1 dBm) が入力されたと考えます。信号周波数を 1 GHz とすると、 $n=1.5 \times 10^{21}$ 個/秒の光子が関与しています。この場合光子はポアソン分布（単位時間当たり）をしており、揺らぎ（標準偏差）は個数の平方根に等しいことが分かっています。つまり、

$$\Delta n = \sqrt{n} \sim 4 \times 10^{10} \quad (12)$$

が求まり、式(11)から $\Delta \phi \sim 2.5 \times 10^{-11}$ となります。このように、トランジスタで扱う波は位相が定まり、自然放出光とは違うことが分かります。

かつてマイクロ波からミリ波帯における発振器としてクライストロンという電子管デバイスがありました。同調可能でスペクトル純度（CN 比）が良いのが特徴で、ヘテロダイン検出用の局発（LO）などとして便利に使われていました。MEMS などの微細加工技術が開発され始めたとき、この技術を用いてクライストロンの構造

を微細化し、テラヘルツ波帯まで伸ばそうという努力がされました。しかし、成功しませんでした。それは、構造上のこと（共振器の Q 値）などから電子と相互作用する光子の数を上げることができず、式(11)の制限によって位相がそろったコヒーレントな波を扱うことができなかったからです^{(2)~(4)}。蛇足ながら同じ電子管でも進行波管では事情が違ってきます^{(12), (13)}。

ところで、不確定性原理式(11)の導出は量子力学で行われます⁽¹⁴⁾が、定性的なイメージでは、光子数状態の重ね合わせでコヒーレント状態が構成されるとして、次のように考えることができます。前節で扱った不確定性原理式(7)を考えましょう。

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (7)$$

光子の集まりについてこの式を適用してみます。まず、エネルギーの揺らぎ ΔE は、光子個数の揺らぎと結びつくことは容易に察しがつきます。つまり、

$$\Delta E = \Delta n \cdot h\nu \quad (13)$$

です。一方、 Δt の方は、位相 ϕ と次式で結び付きます。

$$\phi = \beta z + 2\pi\nu t \quad (14)$$

ここで、場所に関する βz （初期位相も含む）は定数ですから、したがって

$$\Delta \phi = 2\pi\nu \Delta t \quad (15)$$

が得られます。これらの式(13)、(15)と前節の不確定性原理式(7)から、本節での不確定性原理式(11)が得られることになります。

一般に電子デバイスが扱う高周波エネルギーは、様々な仕様で制限されます。一例として、トランジスタの入力エネルギーの上限は、拡散電位によって制限されます。その制限の下、入力電磁波の周波数が高くなって光子エネルギーが大きくなってくると、信号光子の数は小さくなります。つまり、高い周波数領域では式(11)によって、入力信号の位相が定まらないことが起こってきます。このことが、量子論による高周波動作の上限を与えることになります。

4. む す び

現代の情報通信技術を支えているマイクロ波及び高周波デバイスの技術者にとって、今後、量子論の考え方を知ることは必要なことと思われます。情報量の拡大に伴う周波数上昇に対応するためです。本稿では量子論、更

に量子力学への取っ掛かりとして、代表的な三つの不確定性原理について、技術者に身近な事例も挙げながら勉強しました。ただし、厳密に言いますと式(1)のものと、式(7), (11)のものとは状況がやや異なります。(時間、位相は量子力学で言う“測定可能量演算子”ではありません。)また、不確定性原理では数値的に厳密な解は得られません(当然ながら)。しかし、量子論の考え方をイメージとして知る上では、今回のような考察は助けになると信じています。およそ新しいものを開発していくときにはいつも対象に対して物理的なイメージを描くことが大切です。本稿が読者の方々にとって少しでもお役に立つことがあればうれしく思います。

謝辞 本稿をまとめるに際しては、たくさんの方々から多くの貴重な御意見を頂き、熱心に議論して頂きました。筆者にとってその議論は誠に有り難く、また皆様のお人柄のおかげで大変楽しいものでした。次にお世話になった方々のお名前を記させて頂き、心から感謝の意を表します、ありがとうございました：赤池正巳教授(東京理科大学)、石川容平教授(京都大学)、枝松圭一教授(東北大学)、大平 孝教授(豊橋技術科学大学)、尾辻泰一教授(東北大学)、高木 直教授(東北大学)、平川一彦教授(東京大学)、本城和彦名誉教授(電気通信大学)、矢野雅文名誉教授(東北大学)。

文 献

- (1) 理科年表, 国立天文台(編), p. 123, 丸善, 2017.
- (2) I.R. Senitzky, "Quantum effects in the interaction between electrons and high-frequency fields. I," Phys. Rev., vol. 95, no. 4, pp. 904-911, Aug. 1954.

- (3) K. Mizuno and S. Ono, "Optical klystron," Proc. IEEE (Letters), vol. 63, no. 7, p. 1075, July 1975.
- (4) 水野皓司, "境界・遷移領域としてのテラヘルツ," 信学誌, vol. 99, no. 7, pp. 684-690, 10 節, July 2016.
- (5) 並木美喜雄, "不確定性原理," 物理学 One Point, p. iii, 共立出版, 東京, 1982.
- (6) R. ファインマン, R. レイトン, M. サンズ, ファインマン物理学 III, 富山小太郎(訳), 12-8, 岩波書店, 東京, 1968.
- (7) 枝松圭一, "シャイな量子の不確定性関係," 応用物理, vol. 83, no. 5, pp. 390-393, May 2014.
- (8) 枝松圭一, 金田文寛, So-Young Baek, 小澤正直, "量子測定における誤差・擾乱の計測と不確定性関係," 日本物理学会誌, vol. 70, no. 3, pp. 188-193, March 2015.
- (9) "量子力学 I," 現代物理学の基礎 3, 湯川秀樹, 豊田利幸(編), II-3.3, 岩波書店, 東京, 1978.
- (10) 砂川重信, 電磁気学, 第 7 章, § 3, 岩波全書, 東京, 1977.
- (11) R. ファインマン, R. レイトン, M. サンズ, ファインマン物理学 V, 富山小太郎(訳), 2-4, 岩波書店, 東京, 1979.
- (12) K. Mizuno and S. Ono, "Comment on traveling wave oscillations in the optical region: A theoretical examination," J. Appl. Phys., vol. 46, no. 4, p. 1849, April 1975.
- (13) 水野皓司, "境界・遷移領域としてのテラヘルツ," 信学誌, vol. 99, no. 7, pp. 684-690, 13 節, July 2016.
- (14) W. ハイトラウ, 輻射の量子論 上, 沢田克郎(訳), 第二章, 7, 4, 丸善, 東京, 1961.

(平成 29 年 12 月 25 日受付 平成 30 年 1 月 9 日最終受付)



みずの こうじ
水野 皓司 (正員:フェロー)

昭 38 東北大・工・電子卒, 工博, 昭 43 東北大助手, その後助教授, 教授を経て, 平 16 東北大名誉教授. 平 2~10 理化学研究所チームリーダーを兼務. この間, ミリ波, テラヘルツ波帯デバイスの研究開発に従事. 平 5 IEEE フェロー, 平 15 文部科学大臣賞(研究功績者), 平 17 IEEE MTT-S Distinguished Educator Award など各受賞. 趣味:フルート演奏, ヨット・セーリング.