

## 電子源と電子線利用に関する調査研究

佐藤大輔\*

(2019年4月18日受理)

## A Survey on Electron Sources and Electron beam Applications

SATOU Daisuke

## Abstract

Electron beams have provided a wide variety of novel and useful applications in many fields such as science, industry and medicine since the mid-20th century. Electron sources are an elemental technology supporting electron beam technologies. In general, electron sources are divided into three types according to the electron emission process: thermionic emitter, field emitter and photoemitter. Recently, novel electron sources have been developed with the aid of advanced technology such as nanofabrication, ultra-fast lasers, cryogenics and material design. In this report, we describe the basics and current status of electron sources and electron beam applications.

## 1. はじめに

電子源は、電子線を利用する装置には必要不可欠な要素技術であり、その歴史は、19世紀にJ. J. Thomsonが行った陰極線の実験<sup>1)</sup>に代表されるように、真空中で金属陰極を加熱し、そこから放出された熱電子を電場で加速するというものまで遡る。このような電子源の技術は、現在、電子顕微鏡や非破壊X線検査装置などの計測機器や電子線描画装置や電子線蒸着装置といった微細プロセス装置、さらには宇宙における電気推進技術など多種多様な用途利用されている。電子線がこれほどまでに様々な用途で利用されている背景には、「電子」のもつ、様々な性質に起因する。

電子は、負の電荷をもち、非常に質量が小さいため、外部電場によって、容易に高エネルギーまで加速することが可能であり、X線や陽電子、中性子に至るまで様々な量子ビームを生成することが可能である。それに加え、電子は物質中での飛程（散乱長）が短いため、局所的な熱源・励起源としても利用でき、電子線を用いた溶

\* 分析計測標準研究部門放射線イメージング計測研究グループ

解・蒸着・露光技術などが確立されている。さらには、電子がスピンという自由度をもっており、ある一方向に偏極した電子線を用いることで、磁性顕微計測なども実現されている。

このように電子線は、その存在が確認されて約100年余りの間で、学術的にも産業的にも欠かせない量子ビームとなってきた。近年では、科学技術の進歩とともに、極微細加工技術や超短パルスレーザー技術、極低温技術、新規材料などを用いた様々な電子源技術が次々と報告されており、今もなお、その裾野は拡大している。本報告では、様々な電子源と、それらの特徴を生かした電子線の利用に関する現状についての調査を報告する。

## 2. 電子放出の原理

一般に、物質は原子の集まりであり、その原子は原子核と電子から構成されている。物質が安定的に存在するためには、原子核と電子を繋ぎとめるような物理的ポテンシャルが存在する。そのため、物質内部から電子を外部に放出させるためには、なんらかのエネルギーを外から与える必要がある。そのエネルギーの供給源や電子

の放出過程などの違いにより、電子放出機構は主に次の3つに分けられる。

- I. 熱電子放出
- II. 電界電子放出
- III. 光電子放出

IからIIIのいずれの場合も、電子を発生させる物質を考える場合、一般的に、その物質を陰極（カソード）といい、多くの場合は金属である。

次に、電子放出の描像を物理的に述べる。金属中の電子はFermi統計に従い、その電子の分布は以下のFermi-Dirac分布関数で表される。

$$f(E) = \left[ \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}$$

ここでは、 $E$ は電子のエネルギー準位、 $E_F$ はフェルミエネルギー、 $k$ はボルツマン定数、 $T$ は温度（K, ケルビン）を表している。図1は金属中の電子分布を模式的に表したものである。縦軸はエネルギー準位、横軸の右側は陰極からの距離  $z$ 、横軸の左側は物質内での電子の存在確率  $N(E)$  を表している。図1では、 $E_F$ を上辺とする円弧と直線で囲まれた範囲（点線領域）が  $T=0$ での電子分布に相当し、実線で囲まれた範囲は室温での電子分布を示している。また、フェルミ準位  $E_F$ と真空準位  $E_0$ との間にはエネルギー差  $\phi$ のエネルギー障壁があり、これを金属の仕事関数という。仕事関数は0Kの金属から電子を取り出すのに必要な最小なエネルギーに相当する。そのため、フェルミ準位の電子は金属の仕事関数かそれ

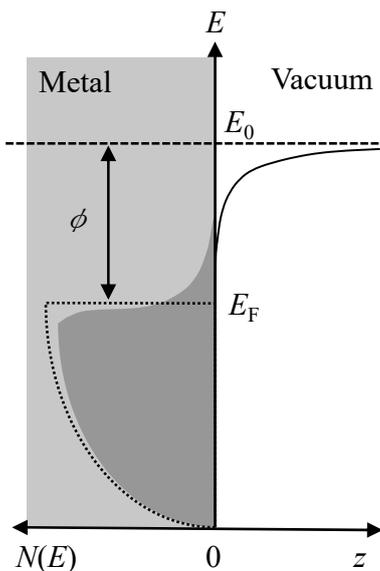


図1 金属中の電子の分布状態。  $T=0$  K（点線領域）ならびに室温（実線領域）での分布関数を示している。

以上のエネルギーを外部から得ることで真空中に放出される。つまり、この外部から加えるエネルギーの種類によって上記の3つの電子放出機構に分けられているということである。以下では、それぞれの電子放出の原理について物理的描像を示しながら簡潔に述べる。

### 2.1 熱電子放出

金属を高温に加熱すると、伝導帯の自由電子がエネルギーを獲得し、ポテンシャル障壁を超えて真空中に放出される。このような現象を熱電子放出という。図2は熱電子放出の様子を模式的に表したものである。

ある有限温度  $T$ では、図1の実線で囲まれた領域のようにフェルミエネルギー  $E_F$ を越えるエネルギー準位にも電子がわずかに分布するようになる。そして、物質の温度がさらに高温になると、ある程度の数の電子が真空準位  $E_0 = E_F + \phi$ よりも高いエネルギー準位に分布するようになる（図2参照）。そうすると電子は確率的に真空中に放出されるようになり、これを熱電子放出という。

熱電子放出を理論的に計算すると、放出電流密度  $J$ は、状態密度とフェルミ分布関数の積で表され、最終的には以下のような近似解が得られる。

$$J = en = AT^2 \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right)$$

$$A = \frac{4\pi mk^2}{h^3} = 1.20 \times 10^6 \text{ [A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}]$$

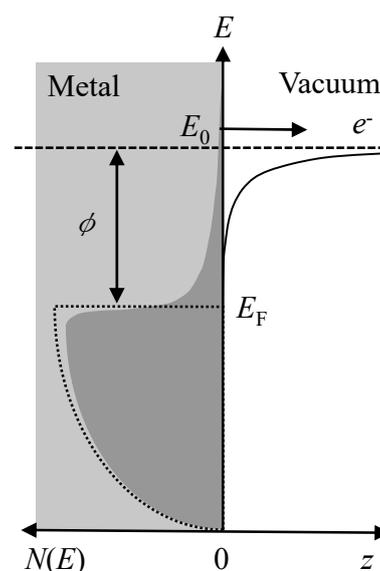


図2 熱電子放出の模式図

ここで、 $e$  は素電荷、 $n$  は放出電子密度、 $m$  は質量、 $h$  はプランク定数を表す。 $A$  は熱電子放出定数と呼ばれるものであり、この熱電子放出により得られる放出電流密度  $J$  の式を、一般に Richardson-Dushman の式という<sup>2),3)</sup>。この式は、ある仕事関数  $\phi$  をもつ物質が温度  $T$  の時に放出する最大放出電流密度を与えるものであり、引出電圧等の利用条件によって放出電流密度が変化することを留意する必要がある。これは、引出電場（外部電場） $E$  を印加することによって、真空のポテンシャル  $V(z)$  が、以下のように変化することに起因する。

$$V(z) = E_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eEz$$

このような現象をショットキー効果という。ここで、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率を表す。この効果により、上式の右辺第二項に示すような真空中に放出された電子が金属表面上に作る鏡像電荷によるポテンシャルが緩和の効果と、第三項に示すような外部電場の効果により本来の真空ポテンシャルよりも減少し、実効的な仕事関数は、以下のようになる。

$$\phi(E) = \phi_0 - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}$$

## 2.2 電界電子放出

陰極表面の外部電場が非常に強くなってくると、ショットキー効果により仕事関数が減少するとともに、図3で示されているようにポテンシャル障壁が非常に薄くなる。そして、ポテンシャル障壁を直接飛び越えるような運動エネルギーを直接もたない電子でも、トンネル効果によって、ある確率で真空中へ放出される<sup>4)</sup>。この

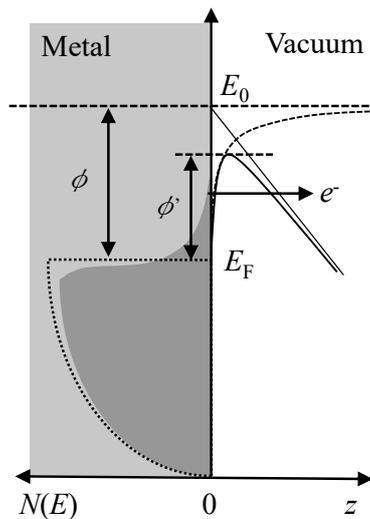


図3 電界電子放出の模式図

ような量子現象を利用した電子放出を電界電子放出という。

電界電子放出は、一次元ポテンシャルモデルでの波動関数を計算し、ポテンシャル障壁の透過係数  $P(E_0, F)$  を WKB (Wenzel-Kroemer-Brillouin) 法によって近似できる。そして電界電子放出によって得られる放出電流密度  $J$  は、固体中から電子が真空の境界に向かって入射する量を自由電子モデルから求めることで、以下のように示すことができる。

$$J = \frac{e^3 F^2}{8\pi h \phi} \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3heF}\phi^{3/2}\right)$$

ここで、 $F$  は印加電界強度を表す。この式を Fowler-Nordheim のトンネル電流の式<sup>5)</sup>といい、金属表面の単位面積・単位時間あたりに電界電子放出される電流密度を表している。電界電子放出は、上式より、放出電流量  $I$  とその時の電界  $F$  とすると、 $\log(I/F^2)$  と  $1/F$  が線形関係にあることが知られている。

## 2.3 光電子放出

光電子放出は、物質内の束縛電子が光子のエネルギー ( $h\nu$ ) を受け取り、ポテンシャル障壁を越えて真空中に放出される現象であり、一般的には外部光電効果としてよく知られている（図4参照）。金属における光電子放出は、1958年、W. E. Spicer によって示された三段階モデルを用いて解釈される<sup>6)</sup>。三段階モデルは、光電子放出過程を異なる独立した3つの物理過程であると仮定する。

### ①光励起

金属内部の束縛電子は、外部から入射してきた光子を吸収することによって、光励起される。金属表面における光の反射もこの過程として考えることができる。

### ②輸送（拡散）

光励起された電子は、無秩序な方向に拡散され、散乱過程を経て、最終的な輸送方向とエネルギー状態が決まる。

### ③脱出

無秩序な方向に輸送された電子のうち、表面方向に輸送された電子でなおかつポテンシャル障壁を越えるために十分なエネルギーをもった電子のみ真空中に放出される。

これらの各過程を厳密に記述することは難しく、一部の純金属においてのみ可視光領域で実験と計算の良い一致が示されている<sup>7)</sup>。そのため、ここでは光電子放出現象

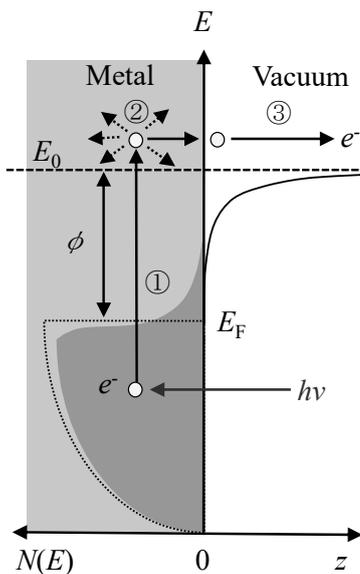


図4 光電子放出の模式図

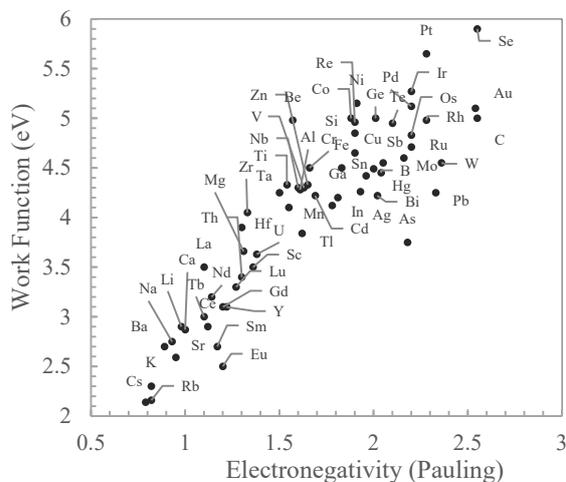


図5 各元素における電気陰性度と仕事関数の関係

の定性的な解釈でとどめることとする。

### 3. 代表的な電子源とその特徴

電子源材料の選定において物質固有の仕事関数は電子放出過程に寄らず、共通の大きな指標となっている。図5は、単体の元素の仕事関数と電気陰性度の関係を示している<sup>8),9)</sup>。元素の仕事関数は電気陰性度と強い相関があることが分かる。一般に、仕事関数が小さければ、電子放出に必要なエネルギーが小さくなるため、電子放出材料としてはアドバンテージとなる。しかしながら、材料選定においては、仕事関数以外にも電子放出過程に応じて、様々な性質を総合的に考慮する必要がある。

本章では、各電子放出過程を用いた代表的な電子源とその利用法などについて順に述べる。

#### 3.1 代表的な熱電子源

熱電子源の場合、適した材料としては低仕事関数であることに加え、高温で蒸発しにくく、高融点であることが望ましい。熱電子源の性能を評価する指標として Figure of Merit と呼ばれるものが用いられており、Figure of Merit = 仕事関数 / 蒸気圧が約  $1.3 \times 10^{-3}$  Pa になる温度で定義される。この Figure of Merit の値が小さい材料ほど優れた熱電子源材料といえる。

表1は、代表的な熱電子源材料とその性能を示している。一般的に、熱電子源材料は Figure of Merit が小さ

表1 代表的な熱電子源材料の特性<sup>10)</sup>。\* $T_e$ は、蒸気圧が約  $1.3 \times 10^{-3}$  Pa になる温度 (K)。

物質	仕事関数 $\phi$ eV	$T_e^*$ K	Figure of Merit $10^{-3}$ eV/K
Ta	4.1	2953	1.39
Mo	4.2	2503	1.68
W	4.54	2833	1.60
CaO	1.78	1815	0.98
SrO	1.43	1703	0.84
BaO	1.25	1401	0.89
ThO <sub>2</sub>	2.78	2473	1.12
LaB <sub>6</sub>	2.69	1883	1.43
TiC	3.32	2273	1.46
ZrC	3.39	2513	1.35

い材料が好ましい。熱電子源材料は大きく分けると、純金属熱陰極や酸化物熱陰極、含浸型熱陰極、2元化合物型熱陰極などが挙げられる。以下では、上記の各カソードに関して概説する。

##### 3.1.1 純金属熱陰極

単体の金属元素で構成される純金属熱陰極の場合、タantalやモリブデン、タングステンといった非常に高融点の金属元素が挙げられる。純金属熱陰極は、以下に述べる他の熱電子源材料と比較すると仕事関数が高いため、動作温度が約 2300 K と非常に高温であることが特徴である。この熱陰極は、熱電子が発見された当初から利用されている電子源で、その運用実績と低コストから

産業界では広く利用されている。純金属カソードの中でも特にタングステンが利用されており、図6は、タングステンカソードの一例を示している。タングステンカソードの多くは、図6に示すようなヘアピンループ形状のものやタングステンワイヤーをコイル状に整形したフィラメントなどが利用されている。タングステンカソードのヘアピン型は、小型の走査電子顕微鏡（SEM）や反射高速電子線回折（Reflection High Energy Electron Diffraction, RHEED）装置など、小型・省電力の電子線利用装置に搭載されている。また、コイル型に関しては、X線管や電子線蒸着装置といった、比較的電流量（>mA）が必要なアプリケーションに利用されている。

### 3.1.2 酸化物熱陰極

BaO, CaO, SrO に代表されるような酸化物熱陰極は、1904年にA. Wehneltによって報告され、金属線をバリウム酸化物等でコーティングすることで電子放出が大幅に増加することが発見された<sup>11)</sup>。酸化物熱陰極の動作原理は、①半導体理論に基づく解釈と②単原子層モデルによる解釈が提案されている。①半導体理論に基づく解釈では、カソード活性化プロセス（後述）の還元反応で生じたバリウムが酸化バリウム中で不純物準位を形成するというものである。一方、②単原子層モデルによる解釈では、遊離バリウム原子電荷交換によって生じる電子双極子による効果で生じると考えられているが、実際には詳しくわかっていない。

酸化物熱陰極は、通常、少量の還元剤を含むニッケル等の基体に2から3種類の炭化物、例えばCaCO<sub>3</sub>, SrCO<sub>3</sub>, BaCO<sub>3</sub>をある比率でバインダーに溶かし、金属フィラメント等をコーティングしたようなカソード構成である。そして、利用の前には、真空中でカソードの活

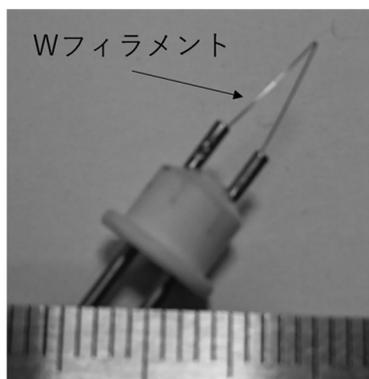
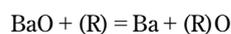


図6 タングステン熱カソード

性化プロセスが必要である。カソード活性化プロセスでは、①バインダーの除去や②炭化物から酸化物への変換、③酸化物から単体への変換が必要であり、実際にはアニールすることで以下のような化学反応が起こる。ここでは、CaCO<sub>3</sub>を例に示す。



\*R: 還元剤を意味する。例) Mg

酸化物熱陰極は、タングステンと比較すると動作温度が約1100 Kと非常に低く、さらに10倍もの高い電流密度が得られることが知られている<sup>12)</sup>。しかしながら、BaOは、真空圧力に対して敏感で、真空悪化によって電子放出特性が著しく減少する。また、活性化プロセスの際、引き出し電極等にバリウムが付着することで放電を誘発することなども問題として挙げられる。そのため、ブラウン管や大電力電子管などに使われていた酸化物熱陰極も、次第に含浸型酸化物熱陰極に移ってきた<sup>12)</sup>。

### 3.1.3 含浸型熱陰極

含浸型熱陰極は、多孔質タングステンを基体とし、酸化バリウムなど電子放出物質を内部に含浸させた構成からなる。含浸型熱陰極は、加熱することによって空孔内でバリウムが生成され、表面に拡散し、酸素を吸着してBa-Oからなる電子双極子の単原子層を形成する。この双極子がポテンシャルを変形し、表面の仕事関数が、バルクのタングステンの仕事関数である4.5 eVから単原子層の仕事関数1.8 eVから2.0 eVまで減少すると考えられている。酸化物熱陰極の場合、バリウムの生成と電子放出が同じ表面で行われていたのに対して、含浸型カソードの場合、バリウムの生成は多孔質金属内部で行われ、表面へ拡散していくという点で大きく異なる。また、バリウムが表面に付着しているだけでなく、電気的に結合しているため、バリウム単体の場合よりも蒸発量が一桁以上小さいことが実験的に確かめられている<sup>12)</sup>。

含浸型熱陰極にも様々な種類のものがあり、以下ではその中のいくつかのタイプを紹介する。

#### i. Lタイプ

初期に開発されたタイプで、タングステン基体の下部に炭酸バリウムが含浸されたもの。表面の仕事関数は約2 eVである。また酸化物カソードに比べて動作温度が高い。

#### ii. Bタイプ/Sタイプ

タングステン基体にBaO-CaO-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>の3種の電子放出材料をある割合で含浸したもの。Bタイプは、電

子放出材料の比率が5:3:2, Sタイプは4:1:1で構成されている。

### iii. Mタイプ

タングステン基体をイリジウムやオスmiumでコーティングを行うことで、電子放出特性を向上させたもの。コーティングによる表面のイオン化が生じ、電気双極子による効果で電子放出特性が向上すると考えられている<sup>13)</sup>。(図7参照)

### iv. スカンデートタイプ

酸化スカンジウムを多孔質ペレット内に混在させたり、被覆したもの。大電流で利用する場合、最も長寿命である。

これらの中で、Mタイプやスカンデートタイプが最も利用されている。含浸型カソードは、比較的低い温度(約1100 Kから1400 K)で動作し、100 A/cm<sup>2</sup>から200 A/cm<sup>2</sup>での運用も可能である<sup>14)</sup>。また、電流密度が数 A/cm<sup>2</sup>であれば50,000時間以上運用可能<sup>14)</sup>であることから、学術的にも産業的には多くの装置で利用されている。

### 3.1.4 2元化合物型熱陰極

2元化合物型熱陰極を代表する物質としては、LaB<sub>6</sub>が挙げられる。LaB<sub>6</sub>は、大気中で安定な化合物で仕事関数が約2.7 eVから3.4 eVと小さいことが特徴である<sup>15)</sup>。また、高温下で組成を変えずに蒸発するため、常に清浄な表面が保たれ、長期安定的に電子放出が得られる。また、動作温度は1800 K程度と含浸型カソードと比較すると高いが、イオン衝撃に強く、残留ガスへの影響を受けにくいことから、真空圧力が10<sup>-6</sup> Pa台でも十分に運用できる点は、大きな利点である<sup>16)</sup>。LaB<sub>6</sub>やそれに類似したCeB<sub>6</sub>など、2元化合物型熱陰極はタングステンに代わる高輝度の電子源として実用化されており、特に最先端の電子加速器などの電子源として利用されてい

る<sup>17)</sup>。

## 3.2 代表的な電界放出電子源

電界放出型電子源から得られる電子線は、輝度が高く、エネルギー幅も小さいことが特徴で、電子顕微鏡や電子線描画装置など幅広く利用されている。

電界放出型電子源に適した電子放出材料としては、以下に示す3つの性質を有している必要がある。まず、電界放出型電子源は、電子放出面に高い電界を印加するため、電子放出面を針形状に先鋭化する必要がある。そして、その針の先端は電子放出の際に10<sup>9</sup> V/m以上の高い電界にさらされるため、大きな引っ張り強さ<sup>18)</sup>や針先端の曲率変化を防ぐ大きな表面張力を有している必要がある。また、針先端から非常に大電流密度の電子線が放出するため、それによって生じるジュール熱に耐えうる必要がある。さらに、電子放出面は、残留ガスイオンの照射に対する高いイオン衝撃耐性が不可欠である。これらの性能を有する材料としては、タングステンをはじめとする高融点材料が利用されてきた。代表的な電界放出型電子源について概説する。

### 3.2.1 タングステン (W) カソード

タングステンの場合、電界放出型電子源以外にも前述の熱電子源として利用されている。さらには電界放出電子源においても、高電界のみを印加し、電子を発生させる冷陰極電界放出電子源(Cold Field Emitter: CFE)、や高電界を印加しつつ、高温にも加熱しながら電子線を発生させるショットキー型熱電界電子源(Schottky Emitter: SE)などが存在する。ここでは、主にCFEに関して述べる。

現在、最も広く利用されているCFEは、針の先端の電子放出面に単結晶タングステンの(310)面を利用したものである。これは、W(310)面の仕事関数が4.38 eV<sup>19)</sup>で、(611)面などの高次面を除けば最も仕事関数が低く、

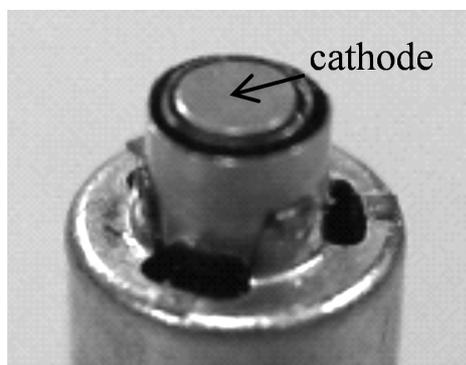


図7 Mタイプ含浸カソード

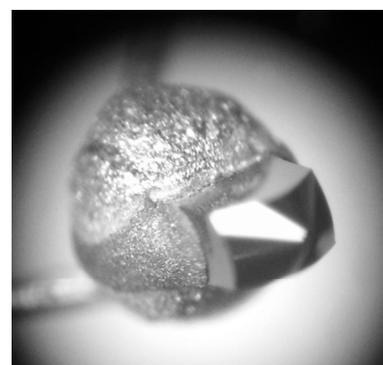


図8 LaB<sub>6</sub>熱カソード

高い輝度の電子線が得られるためである<sup>18),19)</sup>。タングステンのCFEにおいては、 $2 \times 10^8 \text{ ASr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ V}^{-1}$ 程度<sup>20)</sup>の非常に高い輝度の電子線の生成が可能で、エネルギー幅においても0.2 eVから0.4 eV<sup>20),21)</sup>と非常に狭い。しかしながら、CFEは残留ガスの影響に敏感であるため、 $10^{-8} \text{ Pa}$ <sup>20)</sup>以下の非常に極高真空環境が必要である。これは、CFEが熱電子源に比べると低温での動作のため、残留ガス吸着により電子放出面の仕事関数が増加し、ビーム電流量の減少などが発生する。そのため実用上、半日から1日に一度、フラッシング(加熱洗浄)処理が必要であり、完全なメンテナンスフリーの実現は困難である。CFEの場合、実用上の電流上限においても、引出電極などでの電子衝撃によるガス放出などが発生し、放電やイオン衝撃による電子放出面の破損の危険性を考慮して数十  $\mu\text{A}$ 程度<sup>21)</sup>で制限される。

現在、量産されているタングステン製CFEは、図9に示すように、電子源となる単結晶タングステン針が発熱体となっているタングステンフィラメントにスポット溶接され、マウントされている。この構造では、フィラメントへの通電加熱により電子源を高温に加熱することで、表面に吸着したコンタミを蒸発させるフラッシングとイオン衝撃等で損傷を受けた電子放出面を原子の拡散による形状の初期化機能(自己修復機構)を有している。

タングステンCFEの先鋭化プロセスは、主に(310)方位のロッド状単結晶タングステンの先端を電解研磨法でエッチングし作られる。この方法で得られる光源サイ

ズは非常に小さく、仮想光源(電子軌道をたどった先の電子源内部に位置する仮想的な電子放出点:図9(C)参照)サイズは3 nm程度のもも報告されている<sup>20),21)</sup>。その他にも、タングステン針先端の(111)面状に単原子終端構造(つまり、CFEの先端が一個の原子で構成される構造)をとる単原子電子源などが実現されている<sup>19),22)</sup>。

タングステン製CFE以外にも狭エネルギー幅化を目指して、状態密度の狭い超伝導<sup>23)</sup>や重い電子系の物質<sup>24)</sup>を用いる電子源も検討されてきたが実用化には至っていない。

### 3.2.2 ショットキー型電子源(Zr-O/W(100)単結晶)

ショットキー型電子源は、別名、拡散補給型電界放出電子源とも呼ばれ、電子線描画装置やオージェ分析装置など、大電流かつ高い電流安定性を必要とする装置に搭載されている。この電子源は、図10に示すように先端を電解研磨した単結晶タングステンの(100)方位の針構造を用いて、その表面をジルコニウム酸化物(Zr-O)で被覆した構造が1970年代にSwansonらによって開発され<sup>25),26)</sup>、現在もこの材料が使われて続けている。

ショットキー型電子源は、1800 K程度に加熱するとZrとOがタングステンの表面を熱拡散し、被覆する。そして、Zr-OがW(100)面に選択的に吸着(図10(b)参照)して、その面の仕事関数を2.8 eVまで低下させる現象が生じる<sup>27)</sup>。その結果、タングステンの熱電子放出の温度2000 Kよりも低く、また電界電子放出に必要

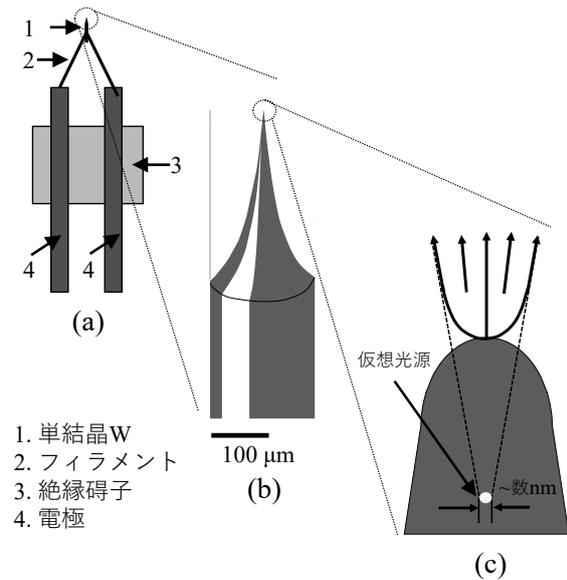


図9 W-CFEの模式図

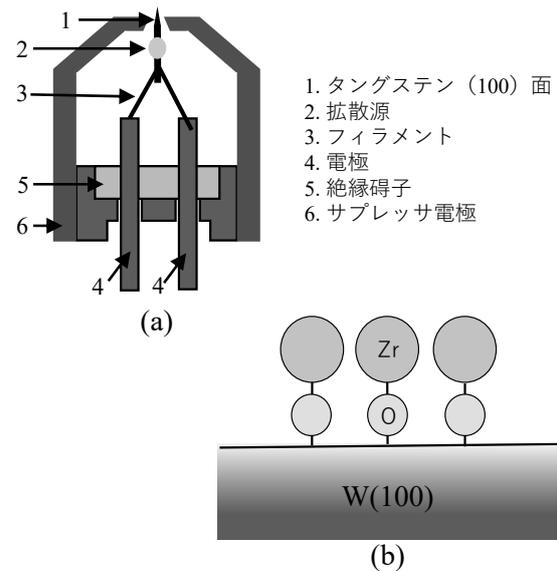


図10 ショットキー型電子源の模式図

な電界よりも弱い電界でも電子放出が得られる。しかも、この Zr-O 表面は、ガス吸着が少なく、また吸着分子の遷移頻度も少ない。さらに、自己修復作用を有しているため、蒸発やイオン衝撃でジルコニア原子が消失しても、すぐに拡散源から供給されてこの構造を保つことが可能である。そのため、タングステンの針先端より離れたところにジルコニアと酸素を補給する拡散源を設け、ここから材料を表面拡散で補給することで、1年以上の長期間にわたって安定な電子放出が得られる。しかも、上記の特性から電流変動は極めて少なく、例えば、単位立体角強度  $dI/d\Omega = 500 \mu\text{A}/\text{Sr}$  の時、長時間変動  $\Delta I/I = 0.5 \%/\text{h}$ <sup>28)</sup> 程度であることが報告されている。このように優れた性質が多数報告されているが、上述の選択的仕事関数低下に関しては、電子源先端が直径  $1 \mu\text{m}$  程度と極小領域であり、動作温度も  $1800 \text{ K}$  と高温であるため、そのメカニズムには不明な点も多い。

ショットキー型電子源は、ビーム電流量を大きくとれることと、長期間安定的に電子放出が得られる点が、CFE 電子源と比較して大きな利点である。近年では、この利点のために産業的に広く利用されており、特に半導体の生産ラインなど 24 時間自動で運転する測長 SEM 等では有用な電子源となっている。しかしながら、仮想光源サイズは  $20 \text{ nm}$  程度と CFE の 10 倍程度もあり、また、ビーム輝度に関しても CFE よりも 1 桁程度劣ること、さらに加熱による余剰エネルギーのために、エネルギー幅においても CFE に比べると広いことなどが欠点となっている。

### 3.2.3 フィールドエミッタアレイ (FEA)

電界放出電子源は、熱電子源と比較すると消費電力が少なく、電子線の品質に関してもビーム輝度が高く、エネルギー幅も狭いなど多くの利点を備えている。しかしながら、電子放出面積が非常に小さいため、得られるビーム電流量が少なく、大電流の電子線利用において不向きである。これらの問題を解決する方法として、電界放出電子源を 2 次元平面上に多数敷き詰めた「アレイ構造」をもつ電子源が開発された。このような電子源を一般に、フィールドエミッタアレイ (Field Emitter Array: FEA) と呼び、図 11 に示すような内部構造をもつ。FEA は、半導体製造プロセスで発達してきた微細加工技術 (露光, 蒸着, エッチング, マイクロ加工技術) などを利用して、先鋭なエミッタを基板上に多数アレイ状に形成されたものである。近年では、図 11 に示すように電圧を印加するゲート電極をエミッタ近傍に一体形成した構造のものも開発され、このエミッタとゲート間に電圧を印加することで電子放出が生じる。FEA のエミッ

タ部の部材としては、様々な物質での報告例がある。代表的なものでいうと、1968 年に C. A. Spindt によるモリブデン (Mo) 電極の FEA の作製例<sup>29)</sup> や 1974 年に R. N. Thomas らによる Si エミッタアレイの作製例<sup>30)</sup> などが挙げられる。その他にも、カーボンナノチューブ<sup>31)</sup> や表面に負の電子親和力を有する水素終端したダイヤモンド<sup>32)</sup> などを利用した FEA の報告例もある。

FEA は CFE と同様に電子放出に加熱する必要などはなく、室温で電子放出するため非常に電力効率が高い。また、CFE で課題であったビーム電流量においても、FEA では 2 次元上にエミッタを集積することで、得られる全ビーム電流量を大きくとることができる。しかし、大電流動作の場合には、ビーム電流量の安定性に関して課題がある。FEA は、CFE と同様にエミッタ表面への残留ガスの吸着・脱離が発生することで表面の仕事関数が変化し、それに応じて放出電流が変化すること等が問題である。近年では、これらの課題も解決されつつあり、例えば、DC プラズマ化学気相成長法を用いた針葉樹カーボンナノ構造体ベースの FEA が開発され、 $102 \text{ mA}/\text{cm}^2$  の電流密度で 1300 時間以上の連続安定動作が実現されている<sup>33)</sup>。

### 3.2.4 電界放出型スピン偏極電子源

電子は、スピン (spin) という内部自由度を有しており、そのスピン磁気量子数  $m_s$  は、 $m_s = \pm 1/2$  の二状態が存在する。従来の電子線では、このスピン状態は制御されていないが、ある特定の電子放出において、電子線に含まれる電子のスピン状態を偏極する技術が存在す

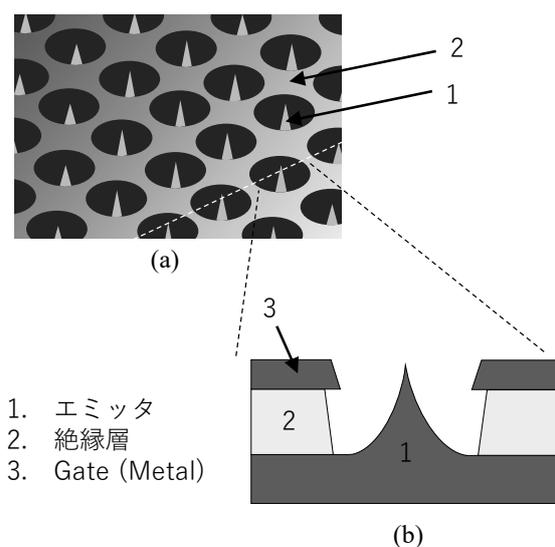


図 11 フィールドエミッタアレイの模式図

る。このような技術を用いてスピン状態が揃った電子を発生させる電子源をスピン偏極電子源という。最もポピュラーなスピン偏極電子源は、GaAsを用いた光電子放出型電子源（後述）であるが、電界放出型電子源においても研究開発が行われている。

電界放出型スピン偏極電子源としては、3d遷移金属元素のNiやFe, Coなどの強磁性体を先鋭化したチップを用いたものやタングステンの電界放出型電子源の針の先端をコーティングした電子源（EuS/W<sup>34), 35)</sup>, Fe/W<sup>36), 37)</sup>, Co/W<sup>38)</sup>）などが報告されている。その中でも、EuS/Wは、10 K以下の極低温かつ1.5 Tの外部磁場を印加することで90%以上もの偏極度が達成されている<sup>34)</sup>。その他にも、ハーフメタル強磁性体を用いた電界放出型スピン偏極電子源の開発が行われており、これまで単結晶Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub><sup>39)</sup>やCo<sub>2</sub>MnGa(011)<sup>40)</sup>などで電子放出が報告されており、室温動作で、偏極度はそれぞれ約20%、60%が達成されている。

### 3.3 代表的な光電子放出電子源

光電子放出型電子源は、電子放出のために用いる外部エネルギーとして光を利用する電子源であり、その多くは光源としてレーザーが利用される。光電子放出型電子源は、照射するレーザーの波長やスポット径、パルス幅などを調節することで、容易に電子線の輝度やパルス幅、ビーム径などを調節できる唯一の電子源である。そのため、用途に応じた電子源材料の選定に加えて、光源の選定も不可欠である。

まず、各光陰極材料はそれぞれ固有の仕事関数をもっているため、その仕事関数以上の光子エネルギーをもつ波長帯の光源を選択する必要がある。純金属を例に述べると、図5に示すように、大気中で安定な金属元素の多くは約4 eV程度の仕事関数をもっているため、必然的にレーザーの波長は、約310 nm以下の光が必要となる。レーザーのピークフルエンスが高いような体系では、仕事関数以下の光子エネルギーしかもたない波長のレーザー光でも多光子吸収による非線形電子放出が起こるが、ここでは詳細は割愛する。次に、光電子放出型電子源で得られるビーム電荷量は、光陰極材料の量子効率(Quantum Efficiency: QE)とレーザー光のパルスエネルギーで決まる。量子効率とは、光子が物質に入射したときに物質表面から光電子が放出される確率であり、光陰極の電子の放出しやすさを示す指標である。つまり、単位時間あたりに入射される光子数を $N_{\text{photon}}$ 、単位時間あたりに放出される電子数を $N_{\text{electron}}$ とすると量子効率 $\eta$ は以下のような式で表すことができる。

$$\eta = \frac{N_{\text{electron}}}{N_{\text{photon}}} = \frac{hc}{e} \frac{Q}{W\lambda}$$

ここで、 $Q$ は総電荷、 $\lambda$ は入射光の波長、 $W$ は入射光のエネルギー、 $c$ は光速である。量子効率は、光陰極の表面状態に非常に左右されるため、計測体系（到達真空圧力）や表面処理方法によって大きくばらつく。また、レーザー光の入射角や偏光角によって光の吸収量が変わり、電子放出の効率に影響する点も留意する必要がある。表2は代表的な光陰極材料の量子効率を示している。

表2より、純金属とアルカリ金属系光陰極やGaAs陰極とで量子効率が3、4桁も異なることがわかる。つまり、アルカリ金属系光陰極やGaAs光陰極はその他、純

表2 代表的な光陰極の量子効率<sup>(41)~(43)</sup>

Material	$\lambda$ (nm)	QE
Ag	266	$2.0 \times 10^{-5}$
Al	266	$3.2 \times 10^{-5}$
Au	266	$4.7 \times 10^{-5}$
Cu	266	$2.2 \times 10^{-6}$
Cu	213	$4.2 \times 10^{-4}$
Mg	266	$6.2 \times 10^{-4}$
Ni	266	$2.5 \times 10^{-5}$
Pd	266	$1.2 \times 10^{-5}$
Rb	266	$2.35 \times 10^{-4}$
Sm	266	$7.25 \times 10^{-4}$
Ta	266	$1.0 \times 10^{-5}$
Tb	266	$2.35 \times 10^{-4}$
Y	266	$5.0 \times 10^{-4}$
Zn	266	$1.4 \times 10^{-5}$
Zr	266	$1.0 \times 10^{-5}$
Cs[W]	266	$1.0 \times 10^{-3}$
CsI	213	$6.8 \times 10^{-2}$
Cs <sub>2</sub> Te	266	$5.7 \times 10^{-2}$
Cs <sub>3</sub> Sb	266	$2.0 \times 10^{-2}$
K <sub>3</sub> Sb	266	$1.6 \times 10^{-2}$
Na <sub>2</sub> KSb	266	$6.1 \times 10^{-2}$
NEA-GaAs	633	$\sim 0.1$

金属光陰極と比較して量子効率、つまり光電変換効率が大幅に高い点が大きな利点である。金属と半導体化合物の量子効率の差異は、光励起された電子の散乱機構の違いに寄るところが大きい。一般に、物質中での電子の散乱機構は、(1) electron-phonon 散乱と (2) electron-electron 散乱の2種類が存在する。純金属光陰極などの金属中は、高密度に電子が存在する状態であり、散乱過程としては electron-electron 散乱が支配的である。光子エネルギーが物質の仕事関数と比べて 1 eV 程度高い場合、electron-electron 散乱を受けてしまった励起電子はそのエネルギーを失い、陰極表面を透過できなくなる。このことが金属光陰極の量子効率を著しく低下させている。一方、半導体などの電子親和力の低い物質では electron-phonon 散乱が支配的となる。electron-phonon 散乱機構では、散乱あたりの電子のエネルギー損失は非常に小さく（エネルギー損失は初期エネルギーの 100 分の 1 程度）、散乱を受けた電子も光電放出に寄与できる。このため半導体の量子効率は一般的に金属と比べてかなり高くなる。

次に考慮すべきパラメータとして寿命が挙げられる。光電子放出型電子源の寿命は、一般に  $1/e$  寿命とって量子効率が初期の値から  $1/e$  以下に減衰するまでの時間で定義される。一般に、Cu や Mg などの純金属光陰極の  $1/e$  寿命は数 1000 時間以上と非常に長い。一方、アルカリ金属系光陰極や半導体光陰極の寿命はせいぜい数 100 時間から 1000 時間と非常に短い。また、電子放出面が非常に活性な金属で構成されており、運用環境としては極高真空が必要で取り扱いが難しい。光電子放出型電子源においては、量子効率と寿命に関しておおよそトレードオフの関係にあるため、どの光陰極材料を選択するかは分かれる。

その他にも、発生させる電子線のパルス幅においても、光陰極材料を慎重に選択する必要がある。前述のとおり、純金属光陰極では、光励起された電子の散乱は electron-electron 散乱の寄与が大きい。光子エネルギーが仕事関数より 1 eV 程度高い場合、electron-electron 散乱確率は、光励起された電子が固体内を移動した距離に比例することを考えれば、金属から放出される光電子は表面付近で光励起され、移動中に散乱を受けなかったものであるといえる。実際、この深さは銅で 5 nm 程度<sup>44)</sup>であることが報告されており、光陰極の反応時間 $\tau$ は、固体内での電子の移動距離  $L_T$  と励起電子の速度  $w$  とで決まるため  $\tau = L_T/w$  という式で表される<sup>45)</sup>。光子エネルギーが  $\phi + 1$  eV 程度であれば、純金属光陰極の応答時間

は数 fs から数十 fs 程度と概算できる。一方、半導体光陰極などの場合、electron-phonon 散乱が支配的で、1回の散乱によるエネルギー損失 $\Delta E_p$ は例えば、Cs<sub>3</sub>Sb の場合、おおよそ  $\Delta E_p \sim 0.03$  eV である<sup>45)</sup>。そのため、励起電子が複数回散乱されても電子放出に寄与できる。つまり、平均自由行程が同程度であっても、散乱回数分だけ励起電子の移動距離  $L_T$  が長くなり、純金属に比べて応答速度が遅くなる。その結果、半導体化合物では、応答時間は 0.1 ps から 1 ps 程度となる<sup>45)</sup>。また GaAs 等の N 型半導体は  $L_T$  が数  $\mu\text{m}$  に達するため応答時間は 1 ns と非常に長くなる<sup>45)</sup>。そのため、ps 以下のパルス幅をもつ電子線を発生させる場合、おおよそ純金属光陰極材料に限られる。

スピン偏極電子は、光電子放出においても生成可能である。特に名古屋大学のグループでは、GaAs/GaAsP 歪み超格子構造により GaAs の価電子帯の縮退を解き、さらに陰極表面に負の電子親和性 (Negative Electron Affinity: NEA) をもたせることで、大幅に量子効率を向上させることに成功した。その結果、偏極度が 90 % 程度で量子効率が 0.5 % という非常に高性能のスピン偏極電子源が実現されている<sup>46), 47)</sup>。さらに、励起光を電子放出面の背面から照射可能な歪み超格子光陰極にも成功しており、飛躍的にビーム輝度も向上し、今日ではスピン偏極低速電子顕微鏡 (SPLEEM)<sup>48)</sup> や透過型電子顕微鏡<sup>49)</sup> に利用されるに至っている。

#### 4. 電子線の利用

電子は、負の電荷をもった非常に質量の小さい荷電粒子であり、加減速が容易に行える。また、物質中での飛程が短いため、局所的な熱源・励起源としても利用可能である。その他にも波動性を有しており、わずか 150 eV で約 1 オングストロームのド・ブロイ波長に相当する。そのため、非常に高い空間分解能を有した顕微鏡技術に利用されている。

以上のように、電子線は様々な性質を有した量子ビームであり、今日では、それらの特徴を生かした様々な産業利用や学術的な先端利用・先端計測が存在する。本章では、代表的な電子線の利用に関して述べる。

##### 4.1 電子ビーム溶接

電子ビーム溶接技術は、熱電子放出で発生した電子を高電圧で加速し、収束コイルで被溶接部に電子線を集光することで、電子線の運動エネルギーを熱エネルギーに変換して溶接する方法である。電子ビーム溶接技術は、

溶接部に加えられる入熱量が少ないため、溶接後の歪みなどの影響が少ないという利点がある。また、高い真空圧力環境で溶接を行うため、大気汚染が少なく、薄板から厚板まで欠陥の少ない溶接が可能である。その他にも、銅など熱伝導率が高い物質においても電子線の場合、局所的な加熱が可能であるため、厚板であっても余熱を行うことなく、溶接することが可能である。しかしながら、電子ビーム溶接装置は、非常に大型で高価であることや溶接時のX線の発生などの問題で、その利用場所は限られる。

電子源に関しては、金属を熔融するほどの大電流の電子線が必要であるため、熱電子源が利用されており、タングステンや含浸型カソード、 $\text{LaB}_6$ などが利用されている<sup>50)</sup>。

#### 4.2 電子ビーム蒸着技術<sup>51)</sup>

電子ビーム蒸着技術は、電子線溶接技術と同様に加速した電子線を被加熱対象に衝突させ、そこで発生した熱エネルギーを利用して加熱・蒸発させ、成膜対象の基板上に薄膜を形成する技術である。電子線の場合、加速と収束によって電力密度を高くすることができ、抵抗加熱法や誘導加熱法では蒸発させる事が困難な高融点の金属や金属酸化物など様々な材料の蒸発が可能である。また、スパッタリングやCVDと比較して、成膜レートが高く、 $1\ \mu\text{m}$ を超える厚膜作製も容易に可能である。さらに、電子線のビーム電力を瞬時に変更することが可能であるため、膜厚を精密に制御することに優れている。その他、ルツボや蒸発源を複数用いる事で、1回のプロセスで多種の物質の成膜を行えるなど、その利便性は非常に高い。

電子ビーム蒸着装置においては、偏向型電子銃として、タングステンフィラメントなどから放出した熱電子を、永久磁石等で構成された偏向磁石によってビーム軌道を $180$ 度から $270$ 度偏向し、蒸発材料への照射に利用されている<sup>52)</sup>。

#### 4.3 電子ビーム描画技術

電子ビーム描画技術とは、電子を数 $10\ \text{keV}$ から $100\ \text{keV}$ 程度まで加速し、収束電磁石やアパーチャー、ディフレクターなどを利用してビーム形状や照射位置を制御しながら、レジストなどを塗布したサンプルに照射することで、数 $\text{nm}$ サイズの微細加工可能な製造技術である。電子の場合、 $10\ \text{keV}$ のエネルギーで、そのド・ブロイ波長は約 $0.012\ \text{nm}$ と非常に短く、微細加工に適した量子ビームといえる。しかしながら、大面積を露光す

るには膨大な時間を要するため、半導体集積回路(LSI)の直接描画には適していない。しかしながら、電子ビーム描画技術は、半導体デバイス製造用のリソグラフィ技術において不可欠なフォトリソマスクの製造などにおいて現在、広く利用されている。

電子ビーム描画技術においては、電子線の成形プロセスによる違いなどによって、いくつか種類があり、その代表的なものでいうと①スポットビーム方式や②可変成形ビーム方式、③Character Projection (CP) ビーム方式などが存在している<sup>53)</sup>。電子ビーム描画装置においては、非常に輝度が高い電子線が必要であり、 $\text{Zr-O/W(100)}$ 単結晶を用いたショットキー型電子源や $\text{LaB}_6$ を用いた電界放出電子源などが主流である<sup>54)</sup>。その他にも電子ビーム描画によるスループットを向上させるために超並列電子ビーム描画技術などが考案されており、ナノクリスタル $\text{Si}^{55)}$ やカーボンナノチューブ<sup>53)</sup>などを用いたフィールドエミッタアレイ(FEA)の利用などが進められているが、生産ラインでの実用には至っていない。

#### 4.4 電子ビーム方式金属3次元造形技術<sup>56)</sup>

電子ビームを用いた金属3次元造形技術は、デジタル3次元図面データをもとに、電子ビームを「熱源」として利用し、母材となる金属粉末を溶融しながら一層ずつ下部から順に積層し、三次元形状に造形する製造技術である。電子ビームを用いることで、エネルギー密度を高くすることが可能であるため、他の3次元造形技術では困難な高融点材料や活性金属の造形が可能である。しかしながら、造形は真空容器内で行う必要があり、コストが高くなる傾向がある。また、金属粉末の飛散を防ぐために仮焼結や余熱が必要など余分なプロセスが存在する。また、現状では造形可能な原材料もごく限られており、今後、金属粉末材料の研究開発等も含めた技術の進歩が求められている。

電子ビームを用いた金属3次元造形技術に用いられる電子源としては $\text{LaB}_6$ 熱電子源が利用されており、 $500$ 時間以上の運転が達成され、同一利用環境での電子銃寿命が約 $2000$ 時間と推定されている<sup>57)</sup>。

#### 4.5 電子線滅菌技術

電子線滅菌技術とは、電子を高エネルギーに加速し、直接、被照射対象に打ち込むことで、電子線の電離作用等を利用して表面に付着した細菌のDNAを破壊またはダメージを与えることで滅菌する技術である。電子線滅菌技術は、 $\text{MeV}$ 以上の高エネルギーの電子線を用いれば、滅菌対象物が梱包後の状態でも外部からの照射で滅

菌可能で、ガス滅菌などとは異なり残存ガス等残存物による心配もない。そのため、医療器具等の滅菌において需要が高まっている。また、エネルギーが低い電子線においても利用価値は高く、飲料用ペットボトル等の内表面の滅菌などでの利用されている<sup>58)</sup>。

電子線滅菌においては、生産ライン等で利用されるため、電子源においては長期安定性とメンテナンスフリーが要求されており、タングステン等の熱電子源が利用されている。

#### 4.6 X線管

産業に利用されるX線は、加速した熱電子をタングステン等のターゲット（陽極）に照射して発生させる。原子の内部では、加速した熱電子がターゲットを構成する原子の軌道電子と衝突してエネルギーを付与し、電離や励起を引き起こす。また、軌道電子と衝突しない場合は、原子核の作る外場の影響を受けて熱電子の軌道が曲げられる。以上のような過程を経て、特製X線や制動X線が発生する。X線管は、X線を発生させるための電子管の総称であり、その内部は熱電子を発生させるためのフィラメントとX線発生用ターゲットなどで構成されている。X線は、非破壊で物体の内部を可視化できるため、産業面では最も利用されている量子ビームである。X線管においては、ターゲット（陽極）が回転し、除熱機能を高めた回転陽極型X線管や非常に小型のX線管に適した固定陽極型X線管などがある。産業用X線管の多くは、比較的大電流を発生可能でメンテナンスフリーでの長期利用可能なタングステンフィラメントが熱電子源として利用されている<sup>59)</sup>。また、ミクロン程度の焦点サイズを実現可能なマイクロフォーカスX線源においては、電子線のビーム輝度が高い微小LaB<sub>6</sub>熱電子源などが利用されている<sup>60)</sup>。

#### 4.7 イオンエンジン・中和器

イオンエンジンとは、宇宙推進技術の中の電気推進に位置付けられる装置である。イオンエンジンは、化学推進と比較すると最大推力が小さいが、少量の燃料で長期間運用可能であるため、人工衛星や宇宙探査機の軌道制御等に使用されている。

イオンエンジンは、電子線やマイクロ波などで主にキセノンガスをプラズマ化し、複数段からなる多孔状の電極にkV程度の高電圧を印加させてイオンを加速し、その反作用で推進力を得る静電加速型の推進装置である。それに加え、イオンエンジンでは、衛星等の宇宙機本体が負に帯電しないように、噴出したイオンと同数の電子

を放出する中和器が搭載されている。つまり、イオンエンジンでは、①ガスの電離や②中和器などに電子源が利用されている。イオンエンジンに利用される電子源は、大電流を長時間供給必要があるため、含浸型熱カソードが多く採用されている<sup>61)</sup>。しかし、中和器は、絶えず大量のイオン衝撃にさらされるため、含浸剤の枯渇等により寿命が制限され、イオンエンジンの寿命は、中和器の寿命で制限されている現状がある<sup>61)</sup>。その他、50 kg以下の小型衛星用の小型イオンエンジンに向けて、非常に電力効率がよいカーボンナノチューブを用いたFEA<sup>62)</sup>や平面グラフェン電子源<sup>63)</sup>の利用が試みられている。

#### 4.8 電子顕微鏡

電子顕微鏡は、電子線をプローブに用いる顕微技術であり、光学顕微鏡では不可能な高い空間分解能を実現可能である。電子顕微鏡の中には、走査型電子顕微鏡（SEM）や透過型電子顕微鏡（TEM）、位相差電子顕微鏡、ホログラフィー電子顕微鏡、など様々な種類のものが開発されている。SEMは、加速した電子線を観察対象に走査しながら照射し、そこから得られる反射電子や二次電子を検出することで微小な表面構造を観察することができる。一方、TEMの場合、SEMよりも高エネルギーに加速した電子線を薄いサンプルに照射し、透過した電子線の強度分布から観察対象の情報を取得する顕微鏡である。SEMの場合、空間分解能は数nm、TEMの場合は原子分解能が実現されている。電子線が照射された部分からは、二次電子や反射電子、蛍光、特性X線など様々な信号が得られるため、エネルギー分散型X線分光法やオージェ電子分光法、電子線後方散乱回折法など様々な表面分析・構造分析なども同時に可能である。

電子顕微鏡に利用されている電子源は、個々の顕微鏡で要求される電子線の性能で使い分けられている。例えば、卓上SEMなどの小型電子顕微鏡では、電子線に求められる輝度やエネルギー幅、光源サイズなどの性能は最も低く、そのため最も安価なタングステンフィラメントの熱電子源が多く利用されている。次に半導体生産ライン等に導入されているLSI検査用の測長SEMなどでは、比較的高輝度・狭エネルギー幅の電子線を長期安定的にメンテナンスフリーで利用できることが求められており、その多くはZr-O/Wのショットキー型電子源が採用されている<sup>20)</sup>。近年、IoT時代に突入し、半導体デバイス数の増加とEUV光を用いたさらなる微細加工プロセスの開始に伴い、SEMによる検査・計測工程の高速化が不可避となってきた。しかしながら、現在利用しているショットキー型電子源では、輝度などが全く要求

性能を満たしておらず、新たな電子源材料が必要な現状にある<sup>20)</sup>。

#### 4.9 ブラウン管

ブラウン管は、電子ビームを蛍光面に照射して画像・映像等を表示する装置として利用されてきた。その動作原理は、まず、含浸型熱陰極の電子源から電子ビームを生成し、静電場で加速する。その後、表示したい画像情報等をもとに電子ビームに電界や磁界を与えるで、その軌道を偏向し、蛍光面上を走査することで目的の画像等を表示する。ブラウン管は、これまで、テレビやコンピュータのディスプレイやオシロスコープ等で広く活用されてきたが、近年では、そのほとんどが液晶ディスプレイ技術に置き換わり、市場規模は大幅な縮小傾向にある。

#### 5. まとめ

電子線は、存在が確認されて約100年余りの間で、学術的にも産業的にも欠かせない量子ビームとなってきた。近年では、科学技術の進歩とともに、極微細加工技術を用いたFEAなど新たな電子源の研究開発が盛んに進められているが、産業的に利用されている電子源の大部分は熱電子源である。光電子放出型電子源においては、産業利用されていることがほとんどない現状にある。これは、電子放出にレーザー等高価な付加装置を必要としていることが要因と考えられるが、近年、半導体レーザーやレーザーダイオードの高出力化・短波長化・低廉化が目覚ましい速度で進んでいる。そのため、これらの技術は電子源にも転用できる可能性があり、新たな電子銃や電子線の産業利用の可能性がある。

本調査を通して、電子線を利用しているアプリケーションの中には、例えば、電子顕微鏡や金属3次元造形機などのように、その性能が電子源で制限されているものが多く存在し、新たな電子源や電子源材料が求められていることを再認識した。

産総研で実施している電子源の開発や電子線利用研究が、高まりつつある電子源・電子線利用の需要に応じていければ本望である。

#### 謝辞

本調査研究を行うにあたり、豊川研究グループ長には特に多くのご指導を頂きました。また、田中主任研究員をはじめ、研究室の皆様にも議論の時間をとって頂き、

多くの助言、ご指導を頂きました。ここに、心より感謝の意を表します。

#### 参考文献

- 1) J. J. Thomson, *Philos. Mag.* 44, 293 (1897).
- 2) O. W. Richardson, *Philos. Mag.* 28, 633, (1914).
- 3) S. Dushman, *Phys. Rev.* 21, 623, (1923).
- 4) 栗木雅夫, 高エネルギー加速器セミナー OHO2006 テキスト: 粒子源の設計と現状 (2006).
- 5) R. H. Fowler *et al.*, *Proc. Roy. Soc. A* 119, 173 (1928).
- 6) W. E. Spicer, *Phys. Rev.* 112, 114 (1958).
- 7) D. H. Dowell and J. F. Schmerge, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 12, 074201 (2009).
- 8) H. B. Michaelson, *J. Appl. Phys.* 48, 4729 (1977).
- 9) S. Yamamoto *et al.*, *J. Chem. Phys.* 60, 4076 (1974).
- 10) 財満鎮明 *et al.*, *真空*, 24, 660 (1981).
- 11) A. Wehnelt, *Ann. der Phys.* 14, 425 (1904).
- 12) 道園真一郎, 高エネルギー加速器セミナー OHO2002 テキスト: 高周波源 (2002).
- 13) A.S. Gilmour, Jr., "Microwave tubes", Artech House, Boston MA (1986).
- 14) 山本恵彦, *真空*, 41, 421 (1998).
- 15) 河合七雄 *et al.*, *応用物理*, 48, 908 (1979).
- 16) 大澤哲, 高エネルギー加速器セミナー OHO2007 テキスト: 電子源-電子銃の種類と特徴 (2007).
- 17) K. Togawa, *et al.*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 10, 020703 (2007).
- 18) 山本恵彦, *素材物性学雑誌*, 6, 91 (1993).
- 19) 石川剛, "単原子電子源の放出特性の研究と電子顕微鏡への応用", 博士論文 (2008).
- 20) 土肥隆, 第16回真空ナノエレクトロニクスシンポジウム予稿集, 31 (2019).
- 21) 大嶋卓, "電子顕微鏡用高輝度単色電子源の研究", 博士論文 (2013).
- 22) 六田英治, *顕微鏡*, 42, 55 (2007).
- 23) C. Oshima, *et al.*, *Appl. Surf. Sci.* 146, 143 (1999).
- 24) H. Nishiyama, *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, 6066 (1999).
- 25) L. Swanson and L. C. Crouser, *J. Appl. Phys.* 40, 4741 (1969).
- 26) L. Swanson, *J. Vac. Sci. Technol.* 12, 1228 (1975).
- 27) L.W. Swanson and G. A. Schwind, *et al.*, "Handbook of charged particle optics", ed. by J. Orloff (CRC Press, New York, 2008).

- 28) S. Yamamoto *et al.*, J. Appl. Phys. 52, 1011 (1981).  
29) C. A. Spindt, J. Appl. Phys., 39, 3504 (1968).  
30) R. N. Thomas, *et al.*, Solid-State Electronics, 17, 155 (1974).  
31) K. Okano, *et al.*, Nature, 381, 140 (1996).  
32) Y. Saito ed., Carbon Nanotube and Related Field Emitters (Wiley-VCH, Weinheim, 2010).  
33) H. Kato, *et al.*, Diam. Relat. Mat. 55, 41 (2015).  
34) N. Müller, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 29, 1651 (1972).  
35) E. Kisker, *et al.*, Phys. Rev. B 18, 2256 (1978).  
36) Y. R. Niu and M. S. Altman, Appl. Phys. Lett. 95, 203113 (2009).  
37) T. Irisawa, *et al.*, New J. Phys. 11 113031 (2009).  
38) R. Bryl and M. S. Altman, *et al.*, J. Appl. Phys. 94, 4670 (2003).  
39) S. Nagai, *et al.*, Appl. Surf. Sci. 256, 1058 (2009).  
40) 永井滋一, 第16回真空ナノエレクトロニクスシンポジウム予稿集, 215 (2019).  
41) T. Shrinivasan-Rao, *et al.*, J. Appl. Phys. 69, 3291 (1991).  
42) C. Travier, Nucl Instrum Methods Phys Res A 340, 26 (1994).  
43) M. Yamamoto, *et al.*, Proc. of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan, FA-1 (2003).  
44) C. N. Berglund and W. E. Spicer, *et al.*, Phys. Rev. 136, A1044 (1964).  
45) 浅川 誠, *et al.*, Laser society of Japan, 23(1), 55 (1995).  
46) T. Nakanishi, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A455, 109 (2000).  
47) T. Nishitani, *et al.*, J. of Appl. Phys. 97, 094907 (2005).  
48) T. Nakanishi, *et al.*, Proceedings of Particle Accelerator Society Meeting 2009, 309 (2009).  
49) M. Kuwahara, *et al.*, Appl. Phys. Lett. 101, 033102 (2012).  
50) 安永政司, *et al.*, 溶接学会誌, 61 (8), 688 (1992).  
51) 八尾哲男, 応用物理 38 (7), 682 (1969).  
52) 山本寛, 金属表面技術, 30 (5), 225 (1979).  
53) 江刺正喜, *et al.*, 第16回真空ナノエレクトロニクスシンポジウム予稿集, 77 (2019).  
54) 斎藤徳郎, 精密工学会誌, 67 (9), 1393 (2001).  
55) 小島明, *et al.*, 第16回真空ナノエレクトロニクスシンポジウム予稿集, 113 (2019).  
56) 千葉晶彦, 計測と制御, 54 (6), 399 (2015).  
57) 第1回「三次元造形技術を核としたものづくり革命プログラム(次世代型産業用3Dプリンタ等技術開発)」, 研究開発プロジェクト 中間評価検討会, 資料 5-1 (2016).  
58) 坂井一郎, 第16回真空ナノエレクトロニクスシンポジウム予稿集, 69 (2019).  
59) 渡邊未樹, *et al.*, 第16回真空ナノエレクトロニクスシンポジウム予稿集, 59 (2019).  
60) 山田幸一, 非破壊検査, 58, 227 (2009).  
61) 北村正治, 竹ヶ原春貴, 日本航空宇宙学会誌, 46 (530), 138 (1998).  
62) 大川恭志, 第16回真空ナノエレクトロニクスシンポジウム予稿集, 163 (2019).  
63) 村上勝久, *et al.*, 第16回真空ナノエレクトロニクスシンポジウム予稿集, 139 (2019).