

# 1 序論

電子源 (electron source) は電子線を利用する装置にはかならず必要なものである。真空管やブラウン管など民生用の製品から、本稿の主題である電子加速器などにそれを見出すことができる。

加速器における電子源は通常電子銃 (electron gun) と呼ばれる。電子銃は電子加速器で加速される電子ビーム (集群された電子) を供給する装置である。

従来の電子加速器にはピアース型熱電子銃 (Pierce type thermionic gun) が多く用いられてきた。熱電子銃では高温に熱した熱陰極から発生する熱電子を電子源として用いる。熱陰極からビームは連続的に発生するので、パルス状のビームを得るためには陰極近傍にグリッド電極を設置して陰極との電位差を変えることによってビームの発生を制御している。いわゆる三極管構造である。そのため熱電子銃では 1ns よりも短い時間幅のビームをつくることは困難である。

他方ビームのエネルギーを均一に保つためには加速高周波の周期よりも十分に短い時間幅にビームが集群されている必要がある。例えば 2856MHz の加速周波数はその周期が 350ps と 1ns の 1/3 であるので、ビームの時間幅を大幅に低下させる必要がある。そのため加速管の前にバンチ形状 (ビームの主に時間構造) を整えて、集群させるためのバンチャー (Buncher) を設置して均一な加速を実現している。

熱電子銃をもちいた入射部はしかしビームの性能に大きな限界を有している。詳しくは後述するが主にビーム自身の持つ電磁氣的発散力によるビームの拡散によりビームの品質が悪化してしまうのである。それでも今まで、あるいは現在でも熱電子銃が多く用いられている理由は、入射部の役割が「ある程度の品質のビームを安定的に供給する」ことだからである。

高エネルギー物理学の研究のための衝突型加速器 (collider)、また物性研究などに用いられてきた放射光源 (Synchrotron radiation source) 両者ともに入射器としての線形加速器、そしてそのビームを蓄積するリングというシステム構成をとってきた。電子ビームはいったんリングを周回すると、その性質はリングの構成によって決定され、入射ビームの品質にはよらないのである。極言すれば入射器の役割はリングへ一定の電流のビームを供給するだけであり、入射ビームの品質は入射効率を損なわない限りにおいて大きな問題とはならなかったのである。

しかし近年になり線形加速器への要求は「ある程度の質の電子ビーム」から、「より高品質の電子ビーム」へと変化してきている。それにともない電子銃が発生するビームの品質も厳しく吟味されるようになってきた。

高エネルギー (素粒子) 物理学においては素粒子の標準理論において唯一未発見のヒッグス粒子の発見と実験的研究が大きな課題となっている。またより高いエネルギースケールでの対称性 (超対称性による相互作用の大統一) にめどをつけるためにも 200GeV を越えるエネルギーにおける素粒子現象の研究が求められている。高エネルギー物理学の将来計画であるリニア・コライダーでは二つの相対する線形加速器が発生する電子・陽電子ビームを衝突させその反応を研究する。そこではほとんどの電子・陽電子は相手に衝突することなく素通りしてしまうが、確率的に電子と陽電子の衝突反応が生じる。この反応確率はビームのエミッタンス (ビームの位相空間に占める面積) に逆比例するために、非常にエミッタンスの小さいビームを作ることが必要になっている。実際には低エミッタンスのビームはリングへの短時間の貯蔵によって作られるが、リングから得られるビームのエミッタンスは貯蔵が短時間のために入射器からのビームのエミッタンスに比例する。したがって生成段階から小さいエミッタンスのビームをつくる必要がある。

他方シンクロトロン放射から得られる光を用いた物質・生命科学の研究は現在でも加速器利用の大きな部分を占めている。放射光施設ではリングに電子ビームを蓄積し、その電子ビームが放射するシンクロトロン光を利用している。現在ひろく用いられている第三世代と呼ばれる諸施設は放射光に最適化したリングを設計し、低エミッタンスビームをリング内で目指したものであるが、リング内のビームは放射光によるエネルギー放射と加速空洞によるエネルギー供給の平衡状態、飽和エミッタンスに落ち着く。従来の線形加速器から供給されるビームのエミッタンスの多くはリングの飽和エミッタンスよりも大きく、リングを使用することはビームの効率的利用の面だけでなく、低エミッタンスという意味でも有効であった。

しかしより大強度、短波長、そして干渉性のよい (光の位相のそろった) 光をもとめると、どうしても従来のリングでは達成できないエミッタンスが必要となってくる。ビームと放射光の発振によりけた違いに大きい強度の光を発生させる FEL、また究極の短波長・干

渉性の高い光をめざす ERL においてはいずれもビームの広がりや放射光の波長よりも十分に小さくしなければならぬのである。リングでは得られない超低エミッタンスビームをつくるためにリニアックで低エミッタンスビームを生成し、そのビームを直接利用するという方法が考えられている。

電子銃もいまや電子を出すだけでなく、その品質が重要視されてきているのである。

それに呼応するように 1980 年代から新しい様々なタイプの電子銃の開発・研究が行われ、一部では実用化されてきている。このように電子銃をとりまく歴史的状況は大きく変わろうとしている。本稿は以上の事情をふまえて、最初に電子銃をとりまく歴史的位相をおさえたうえで、電子加速器に多く用いられている熱電子銃と RF 電子銃を中心とする新しいタイプの電子銃に関する電子発生基礎と得られるビームの性質について議論していく。電子顕微鏡などに用いられている電界放出型の電子銃については多少触れる程度とした。

## 2 電子銃の歴史

電子銃を電子を発生させるデバイスと定義するならば、そのはじまりは電子の発見まで遡ることになる。

1883 年に発明王として名高い T. A. Edison は電球のなかに電極板を挿入し、これをフィラメントに対して電位を高くすると電流が流れることを発見した。(Edison effect)。1899 年に J. J. Thomson は陰極から放出される熱電子がその電流の担い手であることを明らかにした。そして O. W. Richardson によって熱電子の放出機構が理論的に解明されるに至った。

20 世紀に入るとこの熱電子放出現象を利用した二極管、三極管などの真空管デバイスが次々と発明され、通信機器、増幅器として幅広く用いられた。その後半導体デバイスの出現により主役の地位を譲り渡したものの、クライストロンに代表される高周波、大電力デバイスとしては現在もお使用されている。

発生する電子を直接利用するデバイスとしては電子を蛍光面にあてて光点をつくり、表示装置として用いるブラウン管が K. F. Braun により 1897 年に考案されている。そのご測定器、レーダー、テレビ受像器、CRT モニターなどに利用されて今日に至っている。

現在加速器でもちいられている電子源はその多くが三極構造を持つ熱電子銃である。そのルーツは 1940 年

前後に A. R. B. Wehnelt が考案した電子銃にある。彼は空間電荷制限領域において平行な電子ビームをえるための二極構造の電子銃を提案した。このタイプの電子銃は J. R. Pierce によって技術的に確立されたため通常 Pierce 型電子銃とよばれる。初案者である Wehnelt は電場を整形するための Wehnelt 電極にその名をとどめている。

1940 年代から 50 年代にかけて建設されたベータトロロンやマイクロトロロンなどの黎明期の電子加速器においては空間的制約からタングステンなどのフィラメントを筒状の容器に装着したものが電子源として用いられた。筒を低い電位に保つことでフィラメントから発生した電子を筒口から引き出すものであった。

1930 年代より研究が続けられてきた電子線形加速器がスタンフォードで 1962 年より建設が開始され、1966 年に運転を開始している。この線形加速器は電子銃には Pierce 型、高周波源としてクライストロンを使用し、加速構造として進行波型加速管を採用するなど、その構成は現在まで電子線形加速器のスタンダードとされているものである。この加速器が核子のクォーク・パートンモデルの実験的裏付けとなった電子・核子深非弾性散乱実験、素粒子の標準模型の確立に大きな寄与をした  $\tau$ 、そして  $J/\psi$  粒子の発見、さらには  $Z_0$  共鳴における標準理論の精密検証、そして B 中間子における CP 非保存の研究など、多くの成果をあげて、かつ現在でも一線級の活躍をしているのは、加速器の技術の確かさと先見性によるものである。

1970 年代には半導体陰極に偏極光を照射し光電効果によって偏極電子を得る偏極電子銃の開発などが開始され、1970 年代後半には実用化されるにいった。それにより核子のスピン構造関数の研究、 $Z_0$  共鳴状態における Weinberg 角の精密測定など素粒子・ハドロン物理の大きな成果が得られている。そして熱電子銃は電子銃の主役の位置に座り続け、より大電流・長寿命の熱陰極材料の開発、電極形状の最適化など Pierce 型熱電子銃の性能向上をめざした努力が積み重ねられていった。

しかし 1980 年代に入り、電子銃に対する要求が高くなるにつれて Pierce 型電子銃の限界も指摘されるようになった。将来の放射光源とされる Free Electron Laser, FEL や Energy Recovery Linac, ERL においては極めて平行度が高くサイズも小さいビームが必要とされる。そのようなビーム生成を目指し高周波空洞

内に陰極を取り付け、発生した電子が広がらないうちにすみやかに相対論的運動量まで加速するというRF電子銃のアイデアが提唱され開発研究が行われた。

RF電子銃は電子発生にレーザー光による光電効果を用いる光電陰極型、熱電子放出を用いる熱電子型を含め1990年代には実用化された。より大電流・高品質ビームをえるための開発研究がなお光電陰極型を中心に行われている。

RF電子銃は将来標準となる電子銃の最右翼であることに疑いはないが、一方でさまざまなタイプの電子銃の開発が盛んに行われている。1970年代に開始された偏極電子銃は当初偏極度50%が理論的限界とされていたが、現在では100%に迫る偏極度が達成され、さらに長寿命・大電流の陰極をめざして研究が進行している。またRF電子銃に固有の問題(比較的大きな初期エミッタンス、RF空洞端部でのエミッタンスの増大)を指摘し、陰極に光陰極を用いたDC型(初期加速に直流電場を用いる)の電子銃でその克服をめざすもの、また二極管構造の熱電子銃で平行度の高い連続電子ビームを発生させ、高性能のバンチャーなどで高品質ビーム発生を目指すものなど、まさに百家騒鳴である。

以上のように電子銃をめぐる情勢は長く続いたPierce型の独占的状況が終わりを告げ、様々なタイプの銃の研究開発が盛んに行われる革命期を迎えている。

### 3 電子放出の素過程

電子銃は物質中の電子を真空中へと引き出してこれを利用する。電子を発生する物質を陰極(cathode)という。

電子発生の機構には次の四つがある。

- 熱電子放出
- 電界電子放出
- 光電子放出
- 二次電子放出

このうち電子銃の動作原理として利用されるのは熱電子放出、電界電子放出、光電子放出である。二次電子放出は光電子増倍管における信号の増幅などに利用されている。

### 3.1 熱電子放出

金属を高温に熱すると伝導帯の自由電子がエネルギーを得て表面障壁を越えて真空中に放出される。この現象を熱電子放出(thermionic emission)という。

Fermi-Dirac分布関数により金属中の電子の分布は次のように表される。

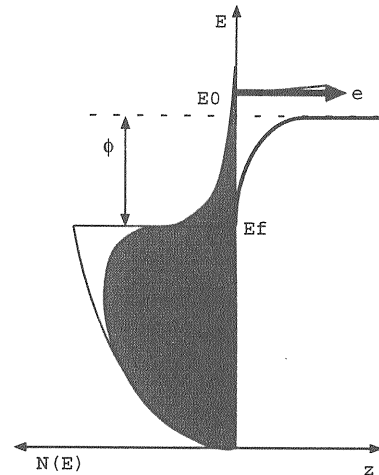


図1: カソードの電子分布と熱電子放出の様子。縦軸はエネルギー準位、横軸の右半分は陰極からの距離、左半分は物質内での電子の存在確率を表している。

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

ここで  $E$  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、 $T$  は温度である。

図1は熱電子放出の様子を模式的に表したものである。縦軸はエネルギー準位、横軸の右半分は陰極からの距離、左半分は物質内での電子の存在確率を表している。

金属中の電子はフェルミ統計に従い、0Kのときには内殻からフェルミエネルギーまでの準位を満たしている。すなわち  $E < E_F$  で  $f = 1.0$  すなわちフェルミエネルギー以下の準位は全て電子で満たされた状態であり、 $E > E_F$  で  $f = 0$  すなわちフェルミエネルギー以上の準位は全て空いている。図では  $E_f$  を上辺とする円弧と直線で囲まれた範囲が  $T = 0$  での電子の分布に相当する。真空準位  $E_0$  との間にはエネルギー差  $\phi$  の障壁があり、これを金属の仕事関数(work function)という。フェルミ準位にある電子は仕事関数(もしくはそれ以上)に相当するエネルギーを得ることで真空

中に放出される。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のエネルギーである。

有限温度  $T$  K では電子はフェルミエネルギー  $E_F$  を越える準位にも分布するようになる。フェルミエネルギー準位では常に  $f = 0.5$  となり、準位のうち半数が電子で、半数が正孔で満たされた状態となる。図では黒く塗られた雲型の部分が電子の分布状態をあらわしている。高温になると少なくない電子が真空準位  $E_0 = E_F + \phi$  よりも高いエネルギー準位に分布するようになる。そうすると電子は確率的に真空中に放出される。これが熱電子放出現象である。放出電流密度  $J$  は

$$J = AT^2 e^{-\frac{\phi}{kT}}, \quad (2)$$

と与えられる (Richardson-Dushman の式)[2]。  $A$  は

$$A = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 1.20 \times 10^6 [A/m^2 K^2], \quad (3)$$

と表記され、熱電子放出定数 (thermionic emission constant) と呼ばれるものである。

実際に熱電子銃から得られる電流は  $J$  よりも一般的に小さくなる (4.1 節を参照) が、電子を引き出すための電圧 (陽極電圧) が十分に高い状態では実際に得られる電流と  $J$  は一致する。つまり  $J$  は熱陰極から得られる最大放出電流密度を与えるもので、飽和電流密度 (saturated current density) とよばれる。

### 3.1.1 Schottky 効果

Richardson-Dushman の式は熱電子放出電流は外部の電場とは独立であることを示しているが、現実には外部電場によって放出電流が変化することが知られている。

一般的に金属表面のポテンシャルは図 2 のようになっている。点線で示されている (外部電場のない状態での) 真空ポテンシャルが境界面で曲線となるのは、真空中に放出された電子が金属表面上に鏡映電荷を生じ、ポテンシャルが緩和されるためである。鏡映電荷によるポテンシャル  $V_i$  は

$$V_i(z) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z}, \quad (4)$$

と表される。

外部電場によるポテンシャルは電場を  $E$  とすると  $-eEz$  である。図では  $E_0$  と縦軸の交点から右斜め下

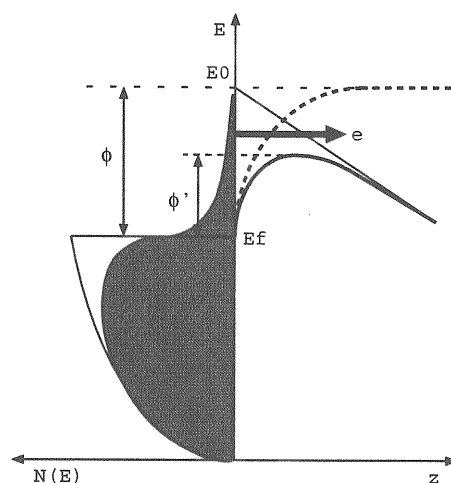


図 2: 外場があるときの陰極表面のポテンシャルの様子。定義等は図 1 と同様。  $E_0$  と縦軸の交点から右斜め下に伸びる直線は外部電場によるポテンシャルをしめしている。真空ポテンシャルは点線から太実線へと変化し、それにより仕事関数も  $\phi$  から  $\phi'$  へと実効的に低下する。(Schottky 効果)

に伸びる直線がそれをしめしている。したがって外部電場のある場合の真空のポテンシャル  $V$  は

$$V(z) = E_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eEz, \quad (5)$$

とあらわされる。ここで  $E_0$  は外場が無いときの無限遠での真空のポテンシャルである。真空のポテンシャルは図では太実線の上に凸の曲線として描かれている。真空準位は  $z = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0 E}}$  で最大となり、その値は

$$V(z) = E_0 - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}} \quad (6)$$

となる。真空中へと電子が放出されるにはこのポテンシャルを越えてゆく必要があるので、仕事関数  $\phi(E)$  は

$$\phi(E) = E_0 - E_f - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}}, \quad (7)$$

となる。電場の無い状態での仕事関数は  $\phi_0 = E_0 - E_f$  なので結局  $\phi(E)$  は

$$\phi(E) = \phi_0 - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (8)$$

となる。すなわち陰極表面に電場が存在することにより仕事関数が減少するのである。この現象は W. Schottky

により理論的に研究されたことから Schottky 効果と呼ばれている。

### 3.2 電界電子放出

陰極表面の外部電場が非常に強くなると、陰極を熱していなくても電子は真空中に放出されるようになる。この現象を電界電子放出とよんでいる。また熱電子放出に対して陰極が低温でも電子が放射されることから Cold emission とも呼ばれている。

外部に強い電場が存在すると Schottky 効果により真空ポテンシャルが図3のように変化する。電場が強くなるとポテンシャルは薄くなり、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持たない電子でも、トンネル効果によって真空へと出てくるのが可能となる。これを電界電子放出現象という。

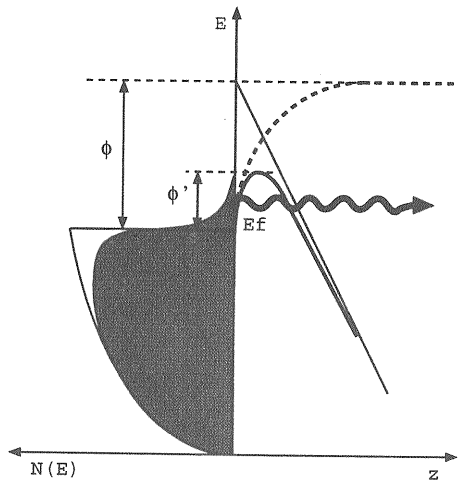


図 3: 電界電子放出現象の模式図。非常に強い外部電場により真空の障壁が薄くなり、障壁よりも低いエネルギーを持つ電子もトンネル効果により真空中へ洩れだしてくる。定義等は図1と同様。

金属表面の単位面積・単位時間あたりに電界放出される電流密度  $I$  は Fowler-Nordheim のトンネル電流の式 [4] を用いて、

$$I = \frac{e^3 F^2}{8h\pi\phi} e^{-\frac{4\sqrt{2m}}{3h} \frac{1}{eF} \phi^{\frac{3}{2}}}, \quad (9)$$

と記述される。

電界電子放出現象は表面電場が  $10^8 \text{ V/m}$  を越えると顕著となってくる。そのような高い電場を得るために、

非常に先の鋭利な針の先端を陰極として用いて、そこに電場を集中させるようにする。非常に大きな電流密度を得ることが出来るのが利点であるが、陰極面積が極めて小さいので電流値としては限られており、かつ電流が不安定という欠点がある。長時間の使用により cathode 先端部が摩耗してしまい、cathode 面上の電場が徐々に低下することによる電流の減少も欠点である。

電子源の大きさが  $\text{nm}(10^{-9}\text{m})$  程度のももあり、点状の電子源として干渉性のいい電子ビームを得るのに適している。そのため電子顕微鏡の電子源として用いられている。

### 3.3 光電子放出

物質が光子を吸収して電子を放出する現象は光電効果として知られている。この現象は物質内の電子が光子のエネルギー ( $h\nu$ ) を受け取り、真空障壁を越えて飛び出してくる現象として理解できる。

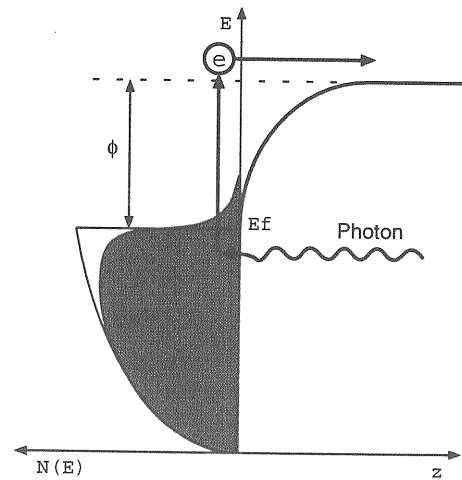


図 4: 光電子放出機構。光子により励起された電子が真空中へ放出される。定義等は図1と同様。

真空障壁を越えるためのエネルギー源が熱エネルギーか光子のエネルギーかという違いはあるが、電子の放出機構としては熱電子放出とほぼ同じである。しかし実際に光電子放出を利用した電子銃(光陰極型 RF 電子銃など)を製作する場合、陰極物質の選択は熱電子銃の場合と全く異なる。

熱電子銃の場合は電子放出に用いられるエネルギーは供給される熱エネルギーに比べて無視できるような量であり、陰極物質としては高温に耐えられるという

条件が最も重要な性質である。

一方、光電陰極の場合は光子として一般的にレーザー光が用いられるために、ビーム電流はレーザーのパワーと陰極固有の量子効率(光電効果における光子と電子の変換効率)によって決まる。レーザーの出力は限られているので、大きな電流をえるためには量子効率を高める必要があり、量子効率の高さが陰極として最も重要な性質となる。

### 3.4 二次電子放出

二次電子放出とは、電子あるいはその他の荷電粒子が物質に入射したさい、その表面から電子が放出される現象である。

加速器の電子源としては二次電子放出現象が使われることはまずない。光電子増倍管においては発生した光電子を信号として検出するための増幅機構として二次電子放出を利用している。

加速器ではむしろ高周波加速空洞中での二次電子放出は放電現象のきっかけとなってしまう、あまり歓迎されない現象である。空洞内で共鳴的に生じる二次電子発生現象を Multi-pacting と呼び、一つの電子により発生する二次電子の数が一を上回ると電子数が飛躍的に増大し、空洞内の RF 場を破壊してしまう。したがって加速器科学においては Multi-pacting を生じる共鳴状態を起こさないような空洞の形状、あるいは表面処理、材質などの点から研究が行われている。(文献 [3] 等を参照のこと。)

## 4 熱電子銃

熱陰極からの電子放出をその発生源とする電子銃を熱電子銃という。

熱電子銃では陰極で発生した電子を陰極・陽極間にかけて静電場によりビームとして引き出す。この電場、すなわち陰極に対する陽極の電圧により得られるビーム電流は一般的に図5のような変化をみせる。

まず電場がゼロ付近では電子が有している初速度により陽極への到達電流が決定される。電子の初速度は陰極の温度により変化するので、この電流値は陰極の温度によって変化する。

徐々に電場をあげていくと電流が陰極からの放出ではなくビーム自身が作る電場、すなわち空間中に存在

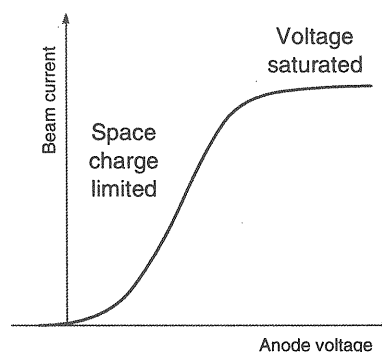


図 5: 熱電子銃から得られるビーム電流の陽極電圧による変化。電場が低い領域では電流は空間電荷により制限され電圧の  $3/2$  乗に比例する。陽極電圧をさらに高めていくと電流は電圧にたいして飽和するようになる。陽極電圧がゼロでも微小な電流が流れるのは電子の初速度の効果である。

する電荷量によって制限される領域となる。この領域を空間電荷制限領域という。ここでは電流はほぼ電圧の  $3/2$  乗に比例し、二分の三乗則 (three-halves law) が近似的に成り立つ。電流が陰極からの放出量ではなく空間電荷により制限されるので、陰極の温度にたいして電流はほとんど変化しない。この状態については 4.1 節において詳しく議論する。

さらに電場をあげていくと、電場にたいして電流は飽和する。この領域を電圧飽和領域という。この領域では電流は再び陰極からの放出電流により制限されているために、陰極の温度により電流も変化する。

熱電子銃は空間電荷制限領域で運転されることがおおい。陰極からの電流は陰極の温度や陰極自身の劣化などにより変化するので、長期にわたり一定に保つことは困難である。他方、両極間の電圧を一定に保つことはたやすい。この領域においては得られる電流は陰極からの放出電流には依存せず、両極間の電圧により決定されるので、結果的に安定した電流が容易に得られるのである。

### 4.1 空間電荷制限電流

電子銃では陰極から電子が放出され、かけられている電場にたい陽極へと導かれ、最終的に陽極孔からビームとして取り出される。個々の電子は常に動いているが、次々と電子は陰極から発生しているために電子銃

のある部分を見ると常に同量の電子が空間内に存在していることになる。このような準静的な荷電粒子群を空間電荷といい、それによって生じる種々の現象を空間電荷効果という。

電子銃内は陽極と陰極、さらに電場整形用の Wehnelt 電極などによりビームを導くための電場が形成されている。また電子が空間に存在することによって、電子はその周りに電場を作る。従って電子銃内の電場は電極の作る電場と空間電荷のつくる電場の重ね合わせとなるのである。電子銃内の電場は空間電荷の存在によって変化する。どのように変化するのだろうか。

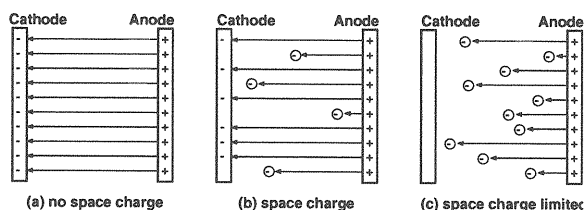


図 6: 空間電荷による電場の低減の様子。(a) 空間電荷の存在しない場合陽極から出た電気力線は全て陰極へと到達し、電場は至るところで一定である。(b) 空間電荷が存在すると、電気力線の一部は電荷で終端され、陰極へと到達せず陰極近傍の電場は低下する。(c) 空間電荷制限電流では全ての電気力線は空間電荷で終端し、陰極へ到達せず、陰極表面での電場は消失する。

今簡単のために陰極と陽極として平行平板の二極構造を仮定し、陰極から陽極へと向かう方向に  $z$  軸をとる。電場や空間電荷は  $z$  のみの関数とする。

空間電荷のない状態では  $z$  に関してもちろん電場は一定である。図 6(a) に示されているように、陽極から出た電気力線はすべて陰極へと到達している。図 6(b) は陽極から出た電気力線の一部が空間電荷で終端される様子を表している。電気力線の密度が電場に相当するので、空間電荷が存在することによって陰極近傍の電場は低下している。

陰極・陽極間の電位差を一定として空間電荷の量を増やしていくと図 6(c) に示されているように、ついには全ての電気力線が空間電荷により終端されて、陰極へ到達しなくなる。陰極近傍は電気力線が存在しないので、電場は消失している。この状態では陰極でいくら大量の電子が放出されてもビームとして取り出せない、空間電荷効果により陰極から取り出せるビーム電流には限界が存在することになる。この限界に相

当する電流を空間電荷制限電流という。

定量的に空間電荷制限電流を評価するために既定の一次元モデルで考察してみよう。空間電位  $V$  と空間電荷密度  $\rho$  は次のようにポワソンの方程式を満たす。

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0}. \quad (10)$$

電流は電子の速度  $v$  を用いて

$$J = -\rho v, \quad (11)$$

と表される。いま、電流が一定の準静的状態を仮定しているため、電流  $J$  は一定である。陰極から出た電子は初速度を有していないからエネルギー保存により

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV, \quad (12)$$

である。式 (10), (11), そして (12) から  $v$  と  $\rho$  を消去すると

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{-\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

を得る。両辺に  $2(dV/dz)$  をかけると

$$2 \frac{dV}{dz} \frac{d^2V}{dz^2} = \frac{2J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{-\frac{1}{2}} \frac{dV}{dz}. \quad (14)$$

左辺は  $\frac{d}{dz}(dV/dz \cdot dV/dz)$  に等しいため、式 (14) を両辺  $z$  で積分すると、

$$\left(\frac{dV}{dz}\right)^2 = \frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{\frac{1}{2}} + C_1, \quad (15)$$

となる。 $C_1$  は積分定数であるが、 $z = 0, V = 0$  で  $dV/dz = 0$ 、すなわち陰極表面で電場はゼロと仮定すると  $C_1 = 0$  となるため、以降これを無視する。式 (15) の二乗根をとり、変形すると

$$V^{-\frac{1}{4}} \frac{dV}{dz} = \sqrt{\frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}}, \quad (16)$$

を得る。両辺を再び  $z$  について積分すると

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{\frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}} z, \quad (17)$$

となる。ここで陰極表面で  $V = 0$  となるように積分定数を無視した。式 (17) を  $J$  について解くと、空間電荷制限電流が次のように求められる。

$$J = \frac{4\epsilon}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{z^2}. \quad (18)$$

式 (18) は陰極に対する情報を何も含まない。すなわち陰極からの放出電流とは独立に式 (18) で表される電流の上限値が存在し、いくら優れた陰極を使用してもそれを越えることはできないという事実を表している。

両極間の距離  $d$ 、陽極の電位  $V_A$  (陰極は接地されているとする) を式 (18) に代入して得られる値は、その電子銃から得られる最大電流を表している。すなわち

$$J = 2.33 \times 10^{-6} \frac{V_A^{3/2}}{d^2} (A/m^2). \quad (19)$$

この式を二分の三乗則 (three-halves law) あるいはチャイルド・ラングミュアの法則 (Child-Langmuir law) という。

実際には電子は初速度を有して陰極から放出されるので、陰極付近の電場がゼロになってもほとんどの電子は陽極に到達してしまい、電流は依然として陰極からの放出によって決定される。そして空間電荷のさらなる増加によって陰極付近の電場が逆転し、そのポテンシャルの谷によって電流が制限されるようになって初めて空間電荷制限状態となる。

二分の三乗則における比例係数

$$P = \frac{J}{V_A^{3/2}} (A \cdot V^{-3/2}), \quad (20)$$

をパービアンズとよび、電子銃の性質を表す量として用いる。パービアンズの高い電子銃は低い極間電圧で大きなビーム電流を得ることができる。

陰極面積を  $S$  とおくと、平行ビームのパービアンズは式 (19) を変形し

$$P = 2.33 \times 10^{-6} \frac{S}{d^2} (A \cdot V^{-3/2}), \quad (21)$$

のように表される。つまりパービアンズは陰極面積に比例し、かつ陰極・陽極間隔の二乗に反比例する。

## 4.2 Pierce 型熱電子銃

空間電荷制限領域では得られるビーム電流はパービアンズに比例する。パービアンズは電子銃の形状に固有の定数であるので、パービアンズの大きい銃を設計できれば低い電圧で大電流を取り出せるので電子銃として望ましい。

1939 年に Wehnelt と Pierce は 空間電荷制限電流領域の熱電子銃において、高いパービアンズを実現す

るための電子銃の設計法を考案した。その原理に基づく電子銃を Pierce 型熱電子銃といい、加速器の電子源として広く用いられている。

Pierce 型熱電子銃の設計法は簡略化すると次のようになる。以下平行ビームを仮定して電子銃内の電場分布を得る方法の概略を述べる。

1. 電流は層流をなしており、電流の存在するところでは電位は Poisson の方程式を満たしている。
2. 電流の存在しない空間では 電位は Laplace の方程式を満たす。
3. 電流の境界面では電流に垂直な電場成分は存在しない。何故ならそれが存在すると電流は平行とならないからである。

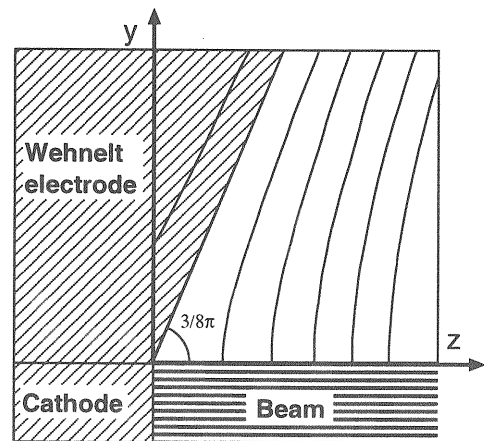


図 7: Pierce 型熱電子銃内の電場の様子。縦軸に  $y$ 、横軸に  $z$  をとる。  $y < 0, z = 0$  が陰極面となっており、  $z$  方向に平行に電子が流れだしている。平行電子流をつくるための電場の等電位線がいくつか描かれている。  $V = 0$  (陰極と等電位) の等電位線はビームに対して  $3/8\pi$  だけ傾いた直線をなしており、それにそって電極を設けることで所定の電場分布を実現する。

図 7 に層流を仮定した電子銃の様子を表す。ビームは  $z=0$  にあるカソードから放出されており  $z$  軸のプラス方向に流れ出しているとする。  $y=0$  がビームの端部をなしていると仮定する。すなわち  $y < 0, z > 0$  の空間は空間電荷で満たされている。  $y < 0, z < 0$  にはカソードがあり、  $y > 0$  は自由空間となっている。

ここで電流として完全平行な層流を仮定すると、層流中の電位分布は式 (18) を (19) で割ることによりえ



られる。その結果は

$$V = V_A \left(\frac{z}{d}\right)^{\frac{4}{3}}, \quad (22)$$

となる。 $z = 0$  で  $V = 0$ 、すなわちカソード面で電位ゼロであり、 $z = d$  のアノードで  $V = V_A$  となる。この式はもともと Poisson の方程式を仮定して求められたものであり、条件 (1) は自動的に満たしている。

$y = 0$  では電場が  $y$  方向の成分をもたないため、電位は  $z$  のみの関数となる。すなわち

$$V = \phi(z). \quad (23)$$

式 (22) はすでにこの条件をみたしている。

$y > 0$  においては電位は Laplace の方程式を満たさねばならない。すなわち

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0. \quad (24)$$

式 (22) は  $y \leq 0$  における条件を満たしているので、式 (24) の解のうちで、 $y = 0$  で式 (22) と一致するものが求める解となる。それは次のように与えられる。

$$\begin{aligned} V &= \frac{V_A}{d^{\frac{4}{3}}} \Re(z + jy)^{\frac{4}{3}} \\ &= \frac{V_A}{d^{\frac{4}{3}}} (z^2 + y^2)^{\frac{2}{3}} \cos \frac{4}{3}\theta, \end{aligned} \quad (25)$$

ここで  $\theta$  は

$$\theta = \arctan \frac{y}{z}, \quad (26)$$

である。式 (25) において  $V = 0$  とおくと、 $\cos \frac{4}{3}\theta = 0$ 、すなわち  $\theta = \frac{3}{8}\pi$  となり、 $V = 0$  の等電位線は原点を通り  $z$  軸に対して  $\frac{3}{8}\pi$  の角をなした直線で表される。図 7 にはそれを含めていくつかの等電位線が描いてある。

このような電位分布を実現するために図 7 に示されているように通常  $V = 0$  の電位に電場整形用の電極を設置する。この電極を初案者のひとりである Wehnelt に因み Wehnelt 電極という。カソードの大きさは任意にとれるので、カソードの面積に応じて任意のパービアンスの電子銃をつくることができる。

ここで考えたのは平行電流を発生する二次元モデルであるが、三次元でのいくつかの形状について平行ビーム、そして収束ビームを発生する Pierce 型電子銃が提示されている。現代では解析的方法にかわり、コンピュータシミュレーションにより電子銃を設計するのが一般的になっている。

## 4.3 熱陰極

熱陰極からの放出電流を増やすためには式 (2) で示されているように仕事関数  $\phi$  が小さく、動作温度  $T$  の高い、すなわち融点の高い物質が望ましい。通常よく使われる物質としては融点の高い金属であるタングステン (W) やタンタル (Ta)、または酸化物として BaOSrO、ThO などがある。

### 4.3.1 金属陰極

仕事関数が低く、融点が高いほど高温での動作が可能のため高い電流を取り出すことができる。しかし一般的に仕事関数の小さい物質は融点も低いために、実用上よく使われる物質は W, Ta, そして Mo 等である。また寿命という観点からみると動作温度での蒸気圧が十分にひくいことが必要である。陰極材料としての適

表 1: 各金属の仕事関数、 $T_e$ 、そして  $\phi/T_e$ 。文献 [5] より抜粋。

| 物質 | $\phi$ (eV) | $T_e$ (K) | $\phi/T_e \times 10^3$ |
|----|-------------|-----------|------------------------|
| Cs | 1.9         | 320       | 5.9                    |
| Ta | 4.1         | 2680      | 1.5                    |
| Mo | 4.2         | 2230      | 1.9                    |
| W  | 4.5         | 2860      | 1.6                    |

正を表す指標として  $\phi/T_e$  が使われる。 $\phi$  は仕事関数、 $T_e$  は蒸気圧が  $10^{-5}$ Torr となるときの温度で、毎秒 10 原子層が蒸発する状態に相当する。この指標が低いほど仕事関数が低く、高い温度での長時間の動作が可能なることを示している。表 1 に代表的金属の仕事関数  $\phi$ 、 $T_e$ 、そして  $\phi/T_e$  が示してある。W や Ta は仕事関数は決して低くないが、 $\phi/T_e$  が低くなっており、陰極材料として適当であることがわかる。また Cs は仕事関数は低い融点が低く、熱陰極としては不適當であることがわかる。

W の動作温度は通常 2600 ~ 2800K で、放出電流密度は  $100 \sim 400 \text{ mA/cm}^2$  である。

### 4.3.2 単原子層陰極

金属表面に陽電性原子が吸着した場合、吸着分子が分極し表面に電気二重層が形成されるため実効的に仕事関数は減少する。その大きさは

$$\Delta\phi = 4\pi\mu n_s, \quad (27)$$

で与えられる。ここで  $\mu$  は吸着原子の双極子能率、 $n_s$  は吸着原子の表面密度である。

単原子層陰極は残留ガス圧が高くなると急激に仕事関数が上昇すること、またイオン衝撃にたいして非常に弱いという欠点を持っており、いずれにしろ高真空での使用が前提となる。

最も多く使用されている単原子層陰極はタングステンにトリウムを吸着させた  $Th-W$  あるいは  $Th-W_2C$  などのトリタン陰極である。トリタン陰極の仕事関数はタングステンのそれが 4.5 eV なのに対し、 $Th-W$  と  $Th-W_2C$  各々に対して 2.63、2.18 eV である。

トリタン陰極は  $ThO_2$  を 1-2% 含んだ  $W$  を真空中で 2800K 程度にごく短時間熱して  $ThO_2$  を還元し、 $W$  表面に  $Th$  原子膜を形成する。 $Th-W_2C$  陰極は同様の熱処理をベンゾールを 1-2% 含んだ水素雰囲気中でおこなうことにより得られる。実際にビームを出すときの動作点は 1800 ~ 1900K 付近である。

### 4.3.3 酸化物陰極

$BaO$  を主体とした酸化物陰極は熱陰極のなかで最も効率が高いのが特長であり、広範に使用されている。 $W$  や  $Ni$  などの基体金属上に  $Ba$  などのアルカリ土類金属の酸化物の層をつくったもので、仕事関数は 1eV 程度と低い値を示す。空気中で安定なアルカリ金属の炭酸塩を基体金属に塗布し、これを真空中で加熱して二酸化炭素を放出させることにより酸化物を得る。

高い効率の一方で、材料の品質や各種処理条件により最終的に得られる陰極の結晶サイズ、表面状態、活性度が大きく左右される。また使用中に酸素分圧が上昇したり、数百  $mA/cm^2$  などの過大な電流をとりだすと陰極は劣化してしまう。また高温で無理に大きな電流を引き出そうとすると表面抵抗と幾何学的凹凸が原因となり放出電子のエネルギー分布は数 V に達して、最後には放電により酸化物層が破壊されてしまう。

また酸化物陰極が大気にふれると水蒸気と反応して水酸化物となり、その性能劣化は取り戻すことができ

ない。そのため陰極が大気、とくに水分とふれることがないように特別の注意が必要である。

以上のように酸化物陰極は高い性能の代償として非常に取扱の難しい陰極であるが、いくつかの欠点を改良したものが開発されている。それらは補給型陰極 (Dispenser Cathode) と呼ばれるもので、失われた  $Ba$  を積極的に真空中で供給していく仕組みを備えたものである。

その一つが空洞貯蔵補給型陰極 (L-cathode) と呼ばれるもので、陰極である多孔質タングステンの背後の空洞に  $Ba$  を含む物質をいれておき、熱拡散により陰極へと  $Ba$  を供給するようにしたものである。

含浸型陰極 (Impregnated cathode) は多孔質タングステンに直接  $BaO$  を含ませたり、あるいは  $W$  と  $BaO$  を混合して焼結したもので、空洞貯蔵型と同様に熱拡散により内部に含まれている  $BaO$  が表面に供給される。

空洞貯蔵型は構造が複雑な上に液漏れなどの問題があり、現在では含浸型が主に用いられている。

## 4.4 熱電子銃のエミッタンス

エミッタンスは位相空間中でビームの占める面積として定義される。エミッタンスの小さいビームほどサイズが小さく、方向がそろっているのでビームの品質がよいとされる。

熱陰極で発生した電子は熱運動によるエミッタンスを持っているが、さらにグリッドによる電場の乱れ、陽極孔付近での電場の乱れ、さらにはビーム自身のクーロン力による自己発散 (空間電荷効果) などの効果によって増大する。

このうち本稿では熱エミッタンスと空間電荷エミッタンスについて考察する。

### 4.4.1 熱エミッタンス

陰極表面から放出された熱電子は乱雑な熱運動を行っており、この熱運動によるエミッタンスを熱エミッタンスと呼んでいる。

陰極から放出される熱電子数は量子力学によるポテンシャルによる反射を無視すると

$$N = \frac{4\pi m}{h^3} \int_W d\epsilon_z \int_0^\infty d\epsilon' \frac{e^{(-\frac{\epsilon_z + \epsilon' - \mu}{kT})}}{1 + e^{(-\frac{\epsilon_z + \epsilon' - \mu}{kT})}}, \quad (28)$$

のように与えられる [6]。ここで  $\epsilon_z$  は陰極に垂直方向のエネルギー、 $\epsilon'$  は陰極に平行方向のエネルギー、 $\mu$  は Fermi 準位、 $W$  は仕事関数に相当するエネルギーで仕事関数  $\phi$  と  $\phi = W - \mu$  という関係にある。この式に  $\epsilon'$  をかけて積分し、電子数で規格化すると横方向のエネルギーの平均値  $\bar{\epsilon}'$  が求められる。すなわち

$$\bar{\epsilon}' = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_W^\infty d\epsilon_z \int_0^\infty d\epsilon' \frac{\epsilon' e^{(-\frac{\epsilon_z + \epsilon' - \mu}{kT})}}{1 + e^{(-\frac{\epsilon_z + \epsilon' - \mu}{kT})}}, \quad (29)$$

となる。ここで  $\epsilon_z + \epsilon' - \mu \gg kT$  により式 (29) を近似すると

$$\bar{\epsilon}' = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_W^\infty d\epsilon_z \int_0^\infty d\epsilon' \epsilon' e^{(-\frac{\epsilon_z + \epsilon' - \mu}{kT})}, \quad (30)$$

となる。積分公式

$$\int dx x e^{ax} = \frac{e^{ax}}{a} \left( x - \frac{1}{a} \right), \quad (31)$$

を式 (30) に適用すると、

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}' &= \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_W^\infty d\epsilon_z e^{(-\frac{\epsilon_z - \mu}{kT})} \left[ (-kT) e^{(-\frac{\epsilon'}{kT})} (\epsilon' + kT) \right]_0^\infty \\ &= \frac{4\pi m (kT)^2}{Nh^3} \int_W^\infty d\epsilon_z e^{(-\frac{\epsilon_z - \mu}{kT})} \\ &= \frac{4\pi m (kT)^2}{Nh^3} \left[ (-kT) e^{(-\frac{\epsilon_z - \mu}{kT})} \right]_W^\infty \\ &= \frac{4\pi m (kT)^3}{Nh^3} e^{(-\frac{\phi}{kT})}, \end{aligned} \quad (32)$$

となる。式 (2) を素電荷  $e$  で割って放出電子数  $N$  を求めると

$$N = \frac{4\pi m (kT)^2}{h^3} e^{(-\frac{\phi}{kT})}, \quad (33)$$

となるので、これを代入すると  $\bar{\epsilon}'$  は結局

$$\bar{\epsilon}' = kT, \quad (34)$$

となる。上のエネルギーは円筒座標系における半径方向のエネルギーであるが、これより直交座標系における横方向 ( $x$  方向) エネルギー  $\bar{\epsilon}_x$  は

$$\bar{\epsilon}_x = \frac{kT}{2}, \quad (35)$$

となる。ここでビームは  $x$  と  $y$  に対して対称に分布していると仮定している。

無次元運動量は  $m = m_0$  すなわち  $\gamma = 1$  と近似すると

$$p_x = \sqrt{\frac{2\bar{\epsilon}_x}{m_0 c^2}}, \quad (36)$$

と定義できるので結局横方向エミッタンス  $\epsilon_x$  は

$$\epsilon_x = \sigma_x p_x = \sigma_x \sqrt{\frac{kT}{m_0 c^2}}, \quad (37)$$

となる。ここで  $\sigma_x$  はビームの  $x$  軸への射影の標準偏差である。

陰極の温度を 2700 K、ビームスポットサイズを直径 1.0cm ( $x$  軸上への射影の標準偏差は  $0.5/2 = 0.25$ cm) とすると熱エミッタンスは  $2.50 \times 0.48 = 1.20$  [ $\pi$  mm.mrad] となる。

以上のように熱電子銃の熱エミッタンスにおいては実は熱運動ではなくビームのスポットサイズによる寄与が支配的である。ビームのスポットサイズはパービアンスを大きくとるためには大きいほうがいいのだが、エミッタンスを小さくするためには小さくしなければいけない。次節で論じる空間電荷効果によるエミッタンス増大も実は電流値が大きい程その効果は大きく、結局パービアンスの大きい電子銃ではエミッタンスが大きくなってしまう。熱電子銃で低エミッタンスを実現するにはパービアンスを小さくし、ビーム径を小さくすることが必要である。

#### 4.4.2 空間電荷効果によるエミッタンス増大

熱電子銃から発生した電子は陽極孔からでて自由空間を進んでゆく。そのさいビームは自身のつくる電磁場 (半径方向の電場と円周方向の磁場) によって徐々に広がってゆき、それによりビームのエミッタンスも増大する。

問題を簡略化するために本稿では陽極孔からでてきた電子ビームは横方向運動量を持たないと仮定する。つまりパービアンスできまるサイズの平行な電子ビームを初期状態とする。さらにビームを円筒形の輪切りにして、その円筒とともに移動する座標系で考える。この座標系ではビームは静止している円筒形のかたまりとみなせる。ビームは軸方向に静止しているのでビームにはたらくのはクーロン力による半径方向の電場のみで磁場は存在しない。そうすると半径方向の運動方程式は

$$\frac{dp_r}{dt} = eE_r = \frac{e\rho}{2\epsilon_0} r, \quad (38)$$

のようにかける。ここで  $p_r$  は半径方向の運動量、 $E_r$  はクーロン力による半径方向の電場、 $\rho$  は電荷密度で

ある。円柱の長さを  $L$  とすると総電荷  $Q$  は

$$Q = \pi r^2 L \rho, \quad (39)$$

と表される。質量  $m$  が時間的に変化しないと仮定すると

$$p_r = m dr/dt, \quad (40)$$

なので、これらを式 (38) に代入すると

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e Q}{2 \epsilon_0 m \pi L r}, \quad (41)$$

となる。  $t = 0$  でのビーム半径を  $r_0$  とおいて

$$R(t) = \frac{r}{r_0} \quad (42)$$

$$\tau(t) = \sqrt{\frac{eQ}{\epsilon_0 m \pi L r_0}} t, \quad (43)$$

のように変数変換すると式 (41) は

$$\frac{d^2 R}{d\tau^2} = \frac{1}{2R}, \quad (44)$$

となる。この方程式は

$$\tau(t) = \pm \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\log R + R'_0}}, \quad (45)$$

と解くことができる [6]。ここで  $R'_0$  は  $R(t)$  の  $t = 0$  における時間微分であるが、ビームの発生時(陽極孔から出た時)の横方向運動量がゼロという仮定から  $R'_0 = 0$  となる。従って

$$\begin{aligned} \tau &= \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\log R}} \\ &= \int_0^{\log R} \frac{e^x}{\sqrt{x}} dx \\ &= \frac{e^x}{\sqrt{x}} \left( \sum_n (-1)^{n-1} \frac{(2x)^n}{1 \cdot 3 \dots 2n-1} \right), \quad (46) \end{aligned}$$

と展開することができる。ここで  $x = \log R$  である。この形のままで使いにくいので、  $n = 5$  までの項で展開して数値的に求めた値に二次の多項式を最適化して  $R$  を  $\tau$  の関数として表すと

$$R = 0.861 + 0.362\tau + 0.0125\tau^2, \quad (47)$$

となる。図 8 は数値的にもとめた  $R - \tau$  (点線) とそれを二次の多項式で最適化したもの (実線) を横軸に  $\tau$ 、

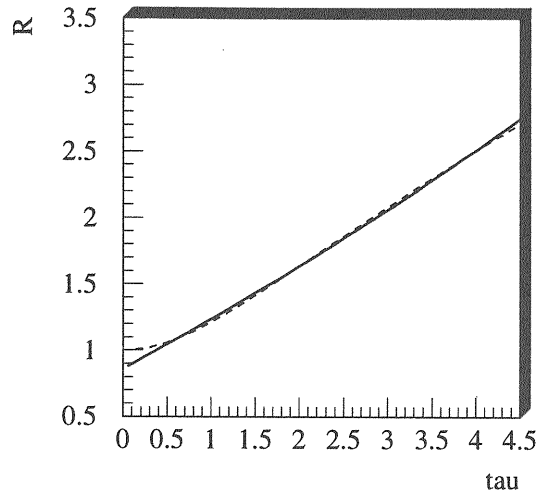


図 8: 横軸は  $\tau$ 、縦軸は  $R$  をあらわす。点線は式 (46) より数値的に求めたもの、実線はそれを二次の多項式で最適化したもの。

縦軸に  $R$  をとり表示したものである。  $\tau$  がごく小さいところ以外はよく一致している。

静止系を  $(r, z, t)$ 、実験室系を  $(r', z', t')$  とし、ビームの速度を  $v_0$  とするとローレンツ変換より各変数は

$$r' = r \quad (48)$$

$$z' = \gamma(z + v_0 t) \quad (49)$$

という関係にある。静止系では常に  $z = 0$  なので、それを代入すると

$$t = \frac{z'}{\gamma v_0} = \frac{t'}{\gamma} \quad (50)$$

となる。すなわち静止系の時間は実験室系の時間にくらべて  $1/\gamma$  だけ遅く進むのである。後述するが、この因子により実験室系でのビーム径の増大は抑制されることになる。

静止系の長さ  $L$  の円筒は実験室系でみると  $L/\gamma$  である。いっぽう電荷  $Q$  は両方で保存されるので

$$Q = I \frac{L}{\gamma v_0}, \quad (51)$$

となる。式 (50), (51) を式 (43) に代入すると、

$$\tau = \sqrt{\frac{e}{\epsilon_0 m_0 \pi \gamma v_0^3} \frac{z'}{\gamma r_0}}, \quad (52)$$

を得る。ここで  $m = m_0 \gamma$  とした。

いまビーム半径  $r_0 = 0.5 \text{ cm}$ 、陰極-陽極間  $13.0 \text{ cm}$  (パービアンズ  $1.12 \times 10^{-8}$  に相当)、陽極電圧  $200 \text{ kV}$ 、

電流  $I = 1.0A$  の電子銃を考える。200kV の電子は  $\gamma = 1.39$ 、速度は  $v_0 = 0.696c = 2.09 \times 10^8 m/s$  である。

陽極孔より 1.0m の地点、すなわち  $z' = 1.0$  を仮定すると、 $\tau = 3.08$  となる。この値を式 (47) に代入すると、 $R = 2.09$  となる。すなわち銃出口で 0.5cm であった半径は 1m ドリフトする間に 1.05cm となるのである。

半径  $r$  の円に均等に分布するビームの平均半径は  $r/\sqrt{2}$  となるので、銃出口、および 1m 後方での平均のビーム径は 0.35cm、0.74cm となる。1m 地点での平均の電子の横方向の傾きを、銃出口から 1m 地点までのビームの広がり角で代替すると  $(0.74 - 0.35)/100 = 3.9 \times 10^{-3} rad$  となる。従って結局エミッタンスは

$$7.4 \times 3.9 = 28.9[\pi \text{ mm.mrad}], \quad (53)$$

となる。このエミッタンスは円筒座標系における半径方向のエミッタンスなので、比較のため直交座標系における  $x$  方向のエミッタンスに変換する。ビームが  $x$  方向、 $y$  方向について偏りがないと仮定すると直交座標系における横方向エミッタンス  $\varepsilon_x$  は

$$\varepsilon_x = 28.9/2 = 14.5[\pi \text{ mm.mrad}], \quad (54)$$

となる。熱電子銃におけるビームは電子銃から自由空間にでたとたん急激に広がってエミッタンスが悪化してしまうのである。

おおまかにいってビーム径が小さくなれば横方向運動量も小さくなり、エミッタンスも小さくなる。ビーム径は  $r_0 R$  なので、初期ビーム径  $r_0$ 、そして  $R$  を小さくする必要がある。

初期ビーム半径  $r_0$  は電子銃の設計値として与えられるものであるが、小さくとると式 (21) に従いパービアンが減少する。極間隔  $d$  を小さくにとってパービアンを一定に保つこともできるが、陽極電圧  $V_A$  を一定にしても電場の大きさは増大し放電などの問題に直面することとなり、陽極電圧を低下せざるをえない。したがっていずれにしろ電流の減少は避けられない。

$R$  は式 (47) に示されているように  $\tau$  によって変化するが、狭い範囲では線形に単純増加の関係にある。 $\tau$  は式 (52) に示されているようにビーム電流  $I$  の 1/2 乗、また  $\gamma$  の -3/2 乗に比例しているので、 $\tau$  を小さくするためには電流を減少させるか、 $\gamma$  を増加、すなわち極間電圧を上昇させるなければならない。極間電圧

を  $V_A$  ととると  $\gamma$  は、

$$\gamma = 1 + \frac{eV_A}{m_0 c^2}, \quad (55)$$

となる。また電流  $I$  と  $V_A$  はパービアン  $P$  を用いると

$$I = P V_A^{\frac{3}{2}}, \quad (56)$$

とかけるとので  $\tau$  はパービアン  $P$  と陽極電圧  $V_A$  について

$$\tau \propto \sqrt{P} V_A^{\frac{3}{4}} \left[ 1 + \frac{eV_A}{m_0 c^2} \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (57)$$

のように変化する。従ってパービアンを小さくし、極間電圧  $V_A$  を大きくとれば  $\tau$  が小さくなり、エミッタンスも小さくなる。

以上をまとめると空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑制するためにはビーム径を小さくし、電流を少なくし、 $\gamma$  を大きくするという観点からパービアンを小さくし、かつ極間電圧を上昇させる必要がある。

読者の中には  $\tau$  が距離  $z'$  に比例しているのでビームが走れば走るほど広がってしまうと心配する向きもあるかもしれない。しかしビームはいったん加速されてしまえば式 (52) でしめされているように  $\gamma$  が増加するにしたがって急激に  $\tau$  の変化率は減少し、 $\gamma \sim \infty$  の極限では全く増加しなくなる。つまり高エネルギーの極限では空間電荷効果によるビーム径、エミッタンスの増加は問題とならない。したがって空間電荷効果によるエミッタンスの増大が問題となるのはビームが相対論的領域に加速されるまでのドリフト領域である。次節で議論する RF 電子銃のご利益はこのドリフト領域が極めて短いということに極論することもできる。

前節で求めた熱エミッタンスと空間電荷効果によるエミッタンス増大の効果をあわせると、ビーム全体のエミッタンスは

$$\varepsilon = \sqrt{1.20^2 + 14.5^2} = 14.5[\pi \text{ mm.mrad}], \quad (58)$$

となる。つまり空間電荷効果が極めて支配的であることがわかる。

熱電子銃をもちいた入射部では銃の出口にソレノイド磁場などを設けてビームの発散力を打ち消すような工夫をおこなう。それにより空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑制し、加速管に到達した時点でのエミッタンスを最少化するようなビーム輸送系等の詳細

な設計をおこなう。現代では多くの場合 PARMELA や GPT などのコンピューターソフトを用いておこなわれる。

## 5 RF 電子銃

1980 年台半ばに、定在波型 RF 空洞内壁で電子を直接発生させる RF 電子銃が米国 Los Alamos の Fraser と Sheffield によって提唱・製作された。

現在では RF 電子銃は熱電子放出を用いる RF 熱電子銃と、レーザーによる光電効果を用いる光電陰極型 RF 電子銃とにわかれる。本稿では将来的にさらに高性能をねらえると思われる光電陰極型 RF 電子銃を中心に話をすすめていく。

RF 電子銃において陰極表面で発生した電子は空洞内の RF 加速電場によりただちに数 MeV という相対論的運動量まで加速される。熱電子銃のように加速までの低エネルギー状態でのドリフトが必要ないので空間電荷効果によるエミッタンスの増大が抑制され低エミッタンスのビームが得られるのが利点である。

また電子ビームの時間構造はレーザーの時間構造を反映するため、簡単に短いパルス長のビームを得ることができる。それにより従来の熱電子銃を用いた入射器で必要であったビームの集束のための空洞などを省くことができ、システムの簡略化、安定性の向上などが見込める。

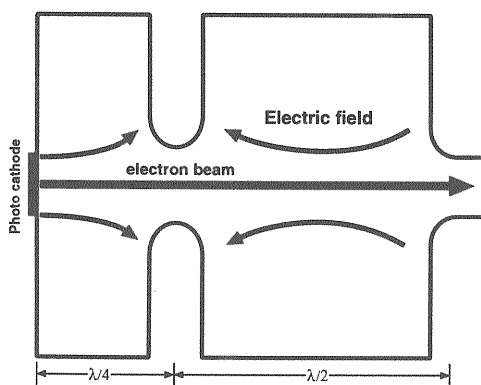


図 9: RF 電子銃。定在波型 RF 共鳴空洞の壁面に陰極をとりつけた構造となっている。実際は無酸素銅など空洞の構造材そのものを陰極としてもちいることも多い。

図 9 は RF 電子銃の動作原理を表したものである。

RF 電子銃は通常となりあうセルに立つ共振モードの位相差が  $\pi$  (180 度) の定在波型共鳴空洞が用いられる。 $\pi$  モードを加速に用いることで電子ビームと RF の位相同期をとり、複数セルによる効率的な加速を行う。

最初の陰極を含むセルは  $\lambda/4$  長とし、陰極を含む空洞端面を電氣的短絡面としている。これにより陰極表面に強い電場が誘起され、発生した電子が空間電荷効果により膨張しないうちに相対論的エネルギーまで加速される。

RF 電子銃の詳細なダイナミクスについては KwanJe Kim[7] が検討している。その後若干の修正が C. Travier[8] らによって行われているので、以下それらに従い説明を行う。

### 5.1 縦方向のダイナミクス

最初に空洞中心軸上での軸方向のダイナミクスについて検討する。中心軸を  $z$  軸にとりカソード表面を  $z = 0$ 、ビーム進行方向を  $+z$  とする。軸上の RF による電場成分  $E_z$  を

$$E_z = E_0 \cos kz \sin(\omega t + \phi_0), \quad (59)$$

のように仮定する。ここで  $E_0$  は加速電場の最大値、 $k = 2\pi/\lambda$  で  $\lambda$  は RF の管内波長、 $\omega = ck$  で  $c$  は光速、 $\phi_0$  はビーム発生時である  $t = 0$  での RF 位相である。位置  $z$  にある電子に同期する位相  $\phi$  は次のように表される。

$$\begin{aligned} \phi &= \omega t - kz + \phi_0 \\ &= k \int_0^z \left( \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - 1 \right) dz + \phi_0. \end{aligned} \quad (60)$$

$\gamma$  は相対論における  $\gamma$  である。 $\gamma/\sqrt{\gamma^2 - 1} = 1/\beta$  は電子の光 (=RF 位相) に対するずれを表したものである。また電子の加速は位相  $\phi$  を用いて次のように表される。

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{eE_0}{2mc^2} [\sin \phi + \sin(\phi + 2kz)]. \quad (61)$$

右辺の括弧内の第一項と第二項は各々  $z$  軸の正方向と負方向へと伝播する成分による寄与を表す。

陰極近傍では  $z \ll 1$  なので式 (61) における  $kz$  項の寄与は限定的となる。そこで  $\phi \sim \phi + 2kz \sim \phi_0$  と仮定すると式 (61) は

$$\frac{d\gamma}{dz} \sim \frac{eE_0}{mc^2} \sin \phi_0, \quad (62)$$

と近似できる。これより  $\gamma$  は

$$\tilde{\gamma} = 1 + 2\alpha \sin(\phi_0) kz, \quad (63)$$

と書ける。 $\tilde{\gamma}$  としているのはカソード近傍のみで成り立つ近似解であることを示すためである。ここで

$$\alpha = \frac{eE_0}{2mc^2k}, \quad (64)$$

である。

近似解である式 (63) を式 (60) に代入すると積分が容易に実行されて次式のようにになる。

$$\phi = \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} \left[ \sqrt{\tilde{\gamma}^2 - 1} - (\tilde{\gamma} - 1) \right] + \phi_0. \quad (65)$$

式 (60) の  $z$  による被積分関数は  $\gamma \sim 1$  付近において大きな値を示し  $\gamma$  が大きくなるにつれて急激に減少する。 $\gamma$  が 1 に近いということは電子のエネルギーが小さい、すなわち陰極近傍ということになり、陰極近傍で有効な近似式 (60) を使用して求めた式 (65) は陰極付近のみならずより広い範囲で良い近似となっている。

式 (61) を  $z$  について積分して、式 (65) から得られる  $\phi$  を代入すれば  $\gamma$  が求められる。先述したように  $\phi$  は陰極付近でのみ  $z$  について変化を示すが、そのほかの領域ではほぼ定数として扱ってよい。したがって  $\phi$  を定数として扱い式 (61) を積分してやると次式を得る。

$$\gamma = 1 + \alpha \left[ kz \sin \phi + \frac{1}{2} (\cos \phi - \cos(\phi + 2kz)) \right]. \quad (66)$$

この近似解は  $\gamma$  について正確な解と非常によい一致を示す [7]。

図 10 は式 (66) より求めた  $\gamma$  を  $z/\lambda$ 、すなわち距離を共振 RF の管内波長で規格化したものの関数として表したものである。0.25 付近が陰極を含む第一セルと第二セルの境界、0.75 付近が第二セルの終端に相当する。おのおのセルの境界付近で加速勾配が低くなっている様子が表されている。

## 5.2 横方向のダイナミクス

横方向のダイナミクスで重要なものは RF によるビームの横方向の運動、そして空間電荷効果によるビームの広がりである。まず最初に RF によるビームの横方向運動について考察する。

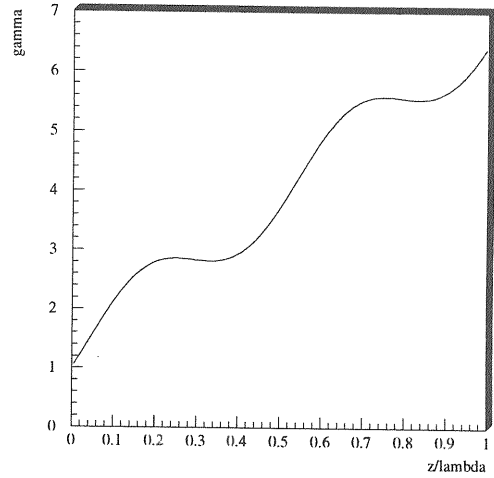


図 10: 式 (64) より求めた  $\gamma$  を距離の関数として表示したもの。距離は RF の管内波長で規格化してある。

### 5.2.1 加速 RF により生じるエミッタンス

軸方向の電場  $E_z$  が  $z$  と  $t$  のみの関数とし、半径方向  $r$  および円周方向  $\theta$  について一定と仮定する。この仮定をマクスウェル方程式に代入すると半径方向の電場  $E_r$  および円周方向の磁場  $B_\theta$  は次のように表される。

$$E_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial}{\partial z} E_z \quad (67)$$

$$cB_\theta = \frac{r}{2c} \frac{\partial}{\partial t} E_z. \quad (68)$$

$z$  軸にそって移動する電子がうける半径方向の力は  $E_r$  および  $B_\theta$  を用いて

$$F_r = e(E_r - \beta c B_\theta), \quad (69)$$

のように与えられる。

ここで  $z$  軸方向の電場としてより一般的に次のように書けることを仮定する。

$$E_z = E(z) \cos kz \sin(\omega t + \phi_0). \quad (70)$$

この仮定で式 (69) を書きくだと

$$\begin{aligned} F_r = & -\frac{er}{2c} \frac{d}{dt} (E(z) \sin kz \cos(\omega t + \phi_0)) \\ & -\frac{er}{2} \left( \frac{d}{dz} E(z) \right) \cos kz \sin(\omega t + \phi_0) \\ & + \frac{er\beta}{2} \left( \frac{d}{dz} E(z) \right) \sin kz \cos(\omega t + \phi_0), \end{aligned} \quad (71)$$

のようになる。

半径方向の運動を表す方程式は次のように記述される。

$$\frac{dp_r}{dt} = \frac{1}{mc} F_r. \quad (72)$$

ここで  $p_r$  は半径方向の無次元運動量で

$$p_r = \gamma \frac{1}{c} \frac{dr}{dt}, \quad (73)$$

のように与えられる。

運動量  $p_r$  を求めるために式 (72) を時間について積分しなければならない。左辺の  $F_r$  には式 (70) を代入するが、その第一項はカソード表面、あるいは空洞下流側においてゼロとなるものの時間微分であるので、その時間積分はゼロとなる。また第二項、第三項は  $dE(z)/dz$  がゼロとならない領域においてのみ有限の値を持つが、前節で  $E_0$  と定数においてるように空洞内部においては  $E(z)$  は定数であり、したがって第二項、第三項もゼロとなる。 $E(z)$  が変化するのは空洞出口の自由空間との境界付近で、そこでのみ第二項、第三項は有限の寄与を与える。そこで  $E(z)$  を次のように置く。

$$E(z) = s(z_f - z)E_0, \quad (74)$$

ここで  $z_f$  は空洞と自由空間の境界地点、 $s(z)$  は階段関数で次のように定義される。

$$s(z) = \begin{cases} 0 & (z < 0), \\ 1 & (z \geq 0). \end{cases} \quad (75)$$

階段関数の微分はデルタ関数となるので結局  $E(z)$  の  $z$  による微分は

$$\frac{dE(z)}{dz} = \delta(z - z_f)E_0, \quad (76)$$

となる。

これらの仮定のもと  $p_r$  を求めると

$$p_r = \alpha k r \beta \cos k z_f \sin(\omega t + \phi_0) - \alpha k r \sin k z_f \cos(\omega t + \phi_0), \quad (77)$$

となる。空洞出口付近では電子は充分加速されているので  $\beta = 1$  と置くと、式 (77) は

$$p_r = \alpha k r \sin \phi_f, \quad (78)$$

と書ける。 $\phi_f = \omega t - k z_f + \phi_0$  は空洞出口での RF の位相である。

直交座標系における横方向のエミッタンス  $\varepsilon_x$  は

$$\varepsilon_x = \sqrt{\langle p_x^2 \rangle \langle x^2 \rangle - \langle p_x x \rangle^2}, \quad (79)$$

と与えられる。式 (78) を直交座標系に変換すると

$$p_x \equiv \beta \gamma \frac{dx}{dz} = \alpha k \sin \phi_x, \quad (80)$$

となるので、これを式 (79) に代入すると

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \langle x^2 \rangle \sqrt{\langle \sin^2 \phi_f \rangle - \langle \sin \phi_f \rangle^2}, \quad (81)$$

となる。この計算では  $x$  の変化量は小さいものとして、エミッタンスの増加は専ら  $p_x$  の変化による仮定している。 $\phi_f = \langle \phi_f \rangle + \Delta \phi$  と置いて二次までの展開で式 (81) を近似すると

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \langle x^2 \rangle \times \sqrt{\langle \Delta \phi^2 \rangle \cos^2 \langle \phi_f \rangle + \frac{\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2}{4} \sin^2 \langle \phi_f \rangle}, \quad (82)$$

となる。 $\Delta \phi \ll 1$  であるので、式 (82) の二乗根中の  $\cos$  の係数は  $\sin$  の係数よりもかなり大きくなる。そのためエミッタンスは  $\langle \phi_f \rangle = \pi/2$  で最小となり、その時の値は

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \frac{\langle x^2 \rangle}{2} \sqrt{\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2}, \quad (83)$$

となる。

ビーム形状としてガウス分布を仮定すると

$\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2 = 2(\sigma_f)^4$  となるので、式 (83) は

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \frac{\langle x^2 \rangle}{\sqrt{2}} \sigma_f^2, \quad (84)$$

となる。 $\langle x^2 \rangle = \sigma_x^2$ 、 $\sigma_f = -k \sigma_z$  なのでエミッタンスはビームの発生時の空間的広がりにより

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k^3 \frac{\sigma_x^2 \sigma_z^2}{\sqrt{2}}, \quad (85)$$

と表される。

表面電場として  $E = 100 \text{ MV/m}$  を仮定すると  $\alpha = 4.91$  そして  $k = 19.95$  となる。さらにレーザーのスポットサイズとして  $\sigma_x = 1.0 \text{ mm}$ 、 $z$  方向の広がりとして  $\sigma_z = 10.0 \text{ mm}$  (レーザーパルスの時間幅としておよそ  $10 \text{ ps}$  に相当) を仮定すると、RF によるエミッタンスは  $2.76[\pi \text{ mm.mrad}]$  となる。



この値は一般的に RF 電子銃から得られている値としては若干大きいように思われる。その原因として低エミッタンスの計測の難しさのみをあげることも可能ではあるが、それでは無責任のそしりも免れない。

実はここで紹介した Kim のモデル [7] は全体的にエミッタンスとして大きな値を示すことが Travier [8] によって指摘されている。それでも PARMELA などの数値シミュレーションで得られた値と Kim のモデルはエミッタンスの下限値としては同じような値を示している。つまり最適な条件を探した場合、詳細な条件はことなるものの得られるエミッタンスとしては PARMELA などのシミュレーションも Kim のモデルも似たような値を与える。したがってモデルに重大な誤りがあるとは考えられない。

そもそも RF エミッタンスは空洞出口での RF 場の非連続的变化に由来する。そこでは場が乱れることで横方向の運動量が増大し、エミッタンスも増大する。しかし通常は電子銃下流にソレノイド磁場などの収束場を設けて横方向運動量の増大をおさえる工夫をする。そのため実際の RF 電子銃においては RF によるエミッタンスの増大は抑制されていると思われる。RF 電子銃といえども銃の下流のビームラインの設計が得られるビームの品質に重要な影響を及ぼすといえる。

### 5.2.2 空間電荷効果によるエミッタンス

空間電荷効果により発生するエミッタンス  $\varepsilon_{SC}$  はビーム軸方向の電場  $E_z$  が半径方向、あるいは円周方向に依存せず  $z$  軸上の位置と時間のみ関数であるという仮定のもと Kim [7] によって導かれている。詳細な導出については文献 [7] を参照していただきたい。

ビームの分布としてガウス型を仮定すると、 $\varepsilon_{SC}$  は

$$\varepsilon_{SC} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k} \frac{1}{\sin \phi_0} \frac{I}{I_A} \frac{\sigma_z}{3\sigma_x + 5\sigma_z}, \quad (86)$$

と表される。ここで  $\alpha = eE_0/2mc^2k$ ,  $E_0$  は加速電場の最大値、 $k = 2\pi/\lambda_{RF}$ ,  $\lambda_{RF}$  は加速 RF の波長、 $I = Q/\sigma_z$  はピーク電流、 $I_A = 17(kA)$ ,  $\phi_0$  はレーザー入射時の RF 位相、 $\sigma_{x,z}$  は横方向と縦方向のビームサイズである。

この結果についても Travier が PARMELA などの数値シミュレーションや他のモデルとの比較を行っている [8]。それによると、初期位相  $\phi_0$  の依存性については Kim のモデルと他の結果は大きく異なる結果をしめ

している。しかし初期位相  $\phi_0$  をエミッタンスを小さくするように最適化した時に得られる値としては似たような値をしめす。そこで式 (86) において  $\sin \phi_0 = 1.0$  と置きかえたもの、すなわち

$$\varepsilon_{SC} = \frac{\pi}{4\alpha k} \frac{I}{I_A} \frac{\sigma_z}{3\sigma_x + 5\sigma_z}, \quad (87)$$

を用いることが多いようである。この式は初期位相を最適化したときに得られる  $\varepsilon_{SC}$  の最小値をしめしていることになる。

表面電場として  $E_0 = 100\text{MV/m}$ 、ビーム電荷として  $100\text{pC}$ 、 $\sigma_x = 1.0\text{mm}$ 、 $\sigma_z = 10.0\text{mm}$  (10ps に相当) を仮定すると、空間電荷効果によるエミッタンス増加分は  $1.57[\pi \text{ mm.mrad}]$  となる。

### 5.2.3 初期エミッタンス

$\varepsilon_{Th}$  は通常熱エミッタンスと呼ばれるもので、陰極から放出された電子が有している運動により生じるものである。

陰極から電子のエネルギーは熱的なものに加えて、光電効果による励起の場合はレーザーのエネルギーを考えなくてはならない。縦方向のエネルギーを  $\varepsilon_z$ 、横方向のエネルギーを  $\varepsilon_r$  とおくと、平均の横方向エネルギー  $\bar{\varepsilon}_r$  は分布関数に  $\varepsilon_r$  をかけて積分することで求められる。すなわち

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_{W-h\nu}^{\infty} d\varepsilon_z \int_0^{\infty} d\varepsilon_r \frac{\varepsilon_r}{e^{-(\varepsilon_z + \varepsilon_r - \mu)/kT} + 1}, \quad (88)$$

となる。ここで  $W = \mu + \phi$  は真空準位に相当するエネルギー、 $h\nu$  はレーザー光子のエネルギーである。積分を実行するためまず  $T = 0$  とおくと式 (88) は

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_{W-h\nu}^{\mu} d\varepsilon_z \int_0^{\mu - \varepsilon_z} d\varepsilon_r \cdot \varepsilon_r \quad (89)$$

となる。 $\varepsilon_z$  の積分範囲が  $\mu$  までとなっているのは  $T = 0$  では電子はフェルミ準位をこえる範囲には分布していないことを示している。この積分は簡単に実行可能できて結果は次のようになる。

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \frac{(h\nu - \phi)^3}{6} \quad (90)$$

また放出電子数  $N$  は同様の積分より

$$\begin{aligned} N &= \frac{4\pi m}{h^3} \int_{W-h\nu}^{\mu} d\varepsilon_z \int_0^{\mu - \varepsilon_z} d\varepsilon_r \\ &= \frac{4\pi m}{h^3} \frac{(h\nu - \phi)^2}{2}, \end{aligned} \quad (91)$$

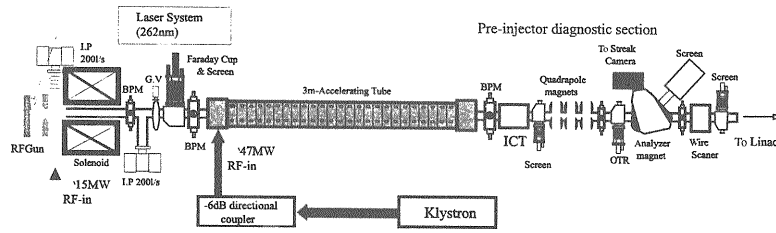


図 11: RF 電子銃を含む入射部の例。RF 電子銃は収束用のソレノイド磁石に抱かれています。ビームラインにはBPM、ファラデーカップなどの各種ビーム計測装置が設置されている。

と求められるので、これを式 (90) に代入すると結局  $\bar{\epsilon}_r$  は

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{h\nu - \phi}{3}, \quad (92)$$

と求められる。この結果は  $T = 0$  として求めたもので、熱による寄与は含まれていない。一般的に光陰極は 300 K 程度の室温で使用されるので、熱エネルギーは  $2.6 \times 10^{-2} eV$  となる。一方多くの光陰極では有限の量子効率を確保するためレーザーのエネルギーを仕事関数にたいして  $0.1 - 0.5 eV$  程度高くするのが普通であり、レーザーのエネルギーの寄与の方が約十倍程度大きい。従って  $T = 0$  と仮定して求めた式 (92) は近似として充分有効である。

熱エネルギーだけの場合の横方向エネルギーへの寄与は式 (34) で表されているので、これを式 (92) に含めると次のようになる。

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{h\nu - \phi}{3} + kT \quad (93)$$

これより横方向のエミッタンスは

$$\epsilon_r = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{2(h\nu - \phi)}{3mc^2} + \frac{2kT}{mc^2}}, \quad (94)$$

とあらわされる。ここで  $R$  はレーザーのスポットサイズである。仕事関数  $\phi$  は表面電場  $E$  があると schottky 効果により

$$\sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (95)$$

だけ実質的に減少するので、電場が無い状態での仕事関数  $\phi_0$  を用いると

$$\phi = \phi_0 - C_s \sqrt{E}, \quad (96)$$

となる。ここで  $C_s = \sqrt{e/4\pi\epsilon_0} = 3.79 \times 10^{-5}$  である。式 (96) を式 (95) に代入すると

$$\epsilon_r = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{2(h\nu - \phi_0 + C_s \sqrt{E})}{3mc^2} + \frac{2kT}{mc^2}}, \quad (97)$$

となる。すなわち Schottky 効果により横方向エミッタンスへのレーザーエネルギーの寄与は更に増大する。

いまレーザーのスポットサイズを直径 2.0mm、波長として 266nm (Nd:YAG の四倍高調波に相当) を仮定すると一光子のエネルギーは 4.67 eV、陰極を銅と仮定するとその仕事関数はゼロ電場で 4.30eV。また表面電場を  $E = 100 MV/m$  とすると Schottky 効果による仕事関数の減少幅は 0.38eV である。従ってレーザーエネルギーの寄与は  $h\nu - \phi_0 + C_s \sqrt{E} = 0.75 eV$  となる。加えて陰極の温度を 300K とすると  $kT = 2.58 \times 10^{-2} eV$  となるので、これらをまとめるとエミッタンスは  $1.04 [\pi mm.mrad]$  となる。

この結果から気づくことは熱運動による寄与よりもレーザーのエネルギーによる寄与が圧倒的に大きいことである。横方向の運動量だけでいえば 3000K 近くという高温で運転される熱電子銃のそれよりもレーザーのエネルギーのほうが倍以上大きくなっている。後述するがレーザーのエネルギーを仕事関数よりも大きくとらなければならない理由は量子効率を高めることにある。

ここで求めたエミッタンスは円筒座標系における半径方向のエミッタンスなので比較のため直交座標系における  $x$  方向のエミッタンスを求めておく。 $x$  と  $y$  についてビームが偏りなく分布していると仮定すると  $x$  方向のエミッタンス  $\epsilon_x$  は

$$\epsilon_x = 1.04/2 = 0.52 [\pi mm.mrad], \quad (98)$$

となる。

#### 5.2.4 RF 電子銃におけるエミッタンス

RF 電子銃について加速 RF によるエミッタンス増大、空間電荷効果によるエミッタンス増大、そしてレーザーのエネルギーと熱エネルギーによる初期エミッタンスを考察した。それらを合わせたエミッタンスは各々

の間の相関を無視すると<sup>1</sup>

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_{SC}^2 + \varepsilon_{RF}^2 + \varepsilon_{Th}^2}, \quad (99)$$

と書ける。

前節までで求めた各々の成分を再掲する。(単位はいずれも [ $\pi$  mm.mrad])

$$\varepsilon_{RF} = 2.76 \quad (100)$$

$$\varepsilon_{SC} = 1.57 \quad (101)$$

$$\varepsilon_{Th} = 0.52 \quad (102)$$

またこの値を求めた仮定をまとめると

- S-band (2856MHz) の RF 電子銃
- 表面電場  $E_0 = 100\text{MV/m}$
- ビーム電荷 100pC
- $\sigma_x = 1.0\text{mm}$ ,  $\sigma_z = 10.0\text{mm}$ (10ps に相当)
- レーザー波長 266nm(Nd:YAG の四倍高調波に相当)
- 銅陰極 (仕事関数はゼロ電場で 4.30eV)

となる。これらの仮定のもと RF 電子銃が発生するビームの x 方向のエミッタンス  $\varepsilon_x$  は

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \sqrt{2.76^2 + 1.57^2 + 0.52^2} \\ &= 3.22[\pi \text{ mm.mrad}], \end{aligned} \quad (103)$$

となる。

RF 電子銃のエミッタンス計測に関しては種々の報告がでている。最近の主な測定結果に関して表 2 にまとめる。条件は様々であり単純に比較はできないが、多くの結果は 1-5 $\pi$  mm.mrad 程度の値をしめしており、本稿で求めた値とおおむね近い値となっている。

図 11 に RF 電子銃を用いた入射部のビームラインの例が示されている。これは KEK-ATF における S-band RF 電子銃を用いた入射部である。RF 電子銃は収束用のソレノイド磁石に抱かれており、ビームラインにはビームの位置を計測する BPM(Beam Position Monitor)、電流を測るファラデーカップ、ビームの形状を測定するスクリーンモニターやワイヤスキャナーなどが設置されている。

<sup>1</sup>この前提は誤りである。なぜなら少なくともビームサイズはすべての項目に共通する因子であり、各項目間に相関を作り出す。しかしビームサイズを共通の「定数」としてくりだせると仮定し、残りの部分に相関がないとするとこの方法は正しい答えを与える。

表 2: 各実験グループにより測定された光陰極型 RF 電子銃によるビームの横方向エミッタンス。LLNL は 8.547GHz, MIT は 17GHz その他は 2.856GHz の RF 電子銃を使用。SHI のバンチ長は不明のため 15ps は推測値。

| 実験      | $\varepsilon$    | 電流   | 電荷   | バンチ長  |
|---------|------------------|------|------|-------|
| グループ    | [ $\pi$ mm.mrad] | [A]  | [pC] | [ps]  |
| LLNL[9] | 1.65             | > 30 | 20   | < 0.7 |
| BNL[10] | 4.74             | 68   | 1020 | 14.7  |
| BNL[10] | ~ 1.5            | 13.6 | 200  | 14.7  |
| SHI[11] | 1.5              | 20   | 300  | 15    |
| MIT[12] | 3.0              | 25   | 50   | 2     |
| ANL[13] | ~ 2.5            | 47   | 70   | 1.5   |

### 5.3 光陰極物質

光陰極型 RF 電子銃では電子はレーザー光による光電効果により取り出される。空間電荷制限領域に達していない場合、得られるビーム電荷  $Q$  は

$$Q = \frac{\eta e W \lambda_L}{hc}, \quad (104)$$

と与えられる。ここで  $\eta$  は物質の量子効率、 $e$  は素電荷、 $W$  はレーザーの出力、 $\lambda_L$  はレーザーの波長、 $h$  はプランク定数である。物理定数を代入し、実用的な単位で表示すると

$$Q[\text{nC}] = 8.08 \times 10^{-3} \eta[\%] W[\mu\text{J}] \lambda_L[\text{nm}], \quad (105)$$

となる。

量子効率は仕事関数  $\phi$  などを用いて

$$\eta = A \left[ h\nu - \phi + \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \right]^2, \quad (106)$$

のように与えられる [14]。ここで  $A$  は物質や表面状態などにより決定される定数、 $\nu$  はレーザーの振動数、 $E$  は陰極表面の電場の大きさを Schottky 効果を表している。このように量子効率は陰極物質の仕事関数、レーザーの波長、表面電場によって変化する。実際の量子効率の測定においては電流を表面電場の関数として求め、式 (105) より量子効率へと変換する。電場の弱いところでは陰極表面における空間電荷により電流が制限されるので正しく量子効率を測定できないため、得られたデータに式 (106) をフィットしてゼロ電場での量子効率を求める。

定数  $A$  は物質の種類、表面状態、レーザーの入射角、偏光などによって大幅に変化するので、いちがいに仕事関数の低い物質が量子効率が高いとはいえない。例えば亜鉛 (Zn) とマグネシウム (Mg) の仕事関数は各々 3.70、3.66 eV とほとんど変わらないが、測定によると量子効率は  $1.4 \times 10^{-5}$ 、 $6.2 \times 10^{-4}$  と 50 倍近く異なる [14]。

表 3: 主な光電陰極物質の量子効率とそれが得られた時の条件など。 $\lambda_L$  はレーザーの波長。laser activation とは  $2 \sim 5 \text{mJ/cm}^2$  程度のレーザーを五分から十分程度材料の表面に照射するという処理。表面に形成された酸化皮膜、あるいは吸着した不純物等を取り除くことで量子効率が上昇すると言われているが詳しい物理的過程は不明である。

| 物質                  | 量子効率 [%]             | 条件等   |
|---------------------|----------------------|---|
| 純金属                 |                      |   |
| Al                  | $3.2 \times 10^{-3}$ | $\lambda_L = 266 \text{nm}$                       |
| Au                  | $4.7 \times 10^{-3}$ | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ ,<br>laser activation |
| Cu                  | $2.2 \times 10^{-4}$ | $\lambda_L = 266 \text{nm}$                       |
| Cu                  | $4.2 \times 10^{-2}$ | $\lambda_L = 213 \text{nm}$                       |
| Mg                  | $6.2 \times 10^{-2}$ | $\lambda_L = 266 \text{nm}$                       |
| Sm                  | $7.2 \times 10^{-2}$ | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ ,<br>laser activation |
| アルカリ系金属             |                      |   |
| Cs <sub>3</sub> Sb  | 2                    | $\lambda_L = 266 \text{nm}$                       |
| K <sub>3</sub> Sb   | 1.6                  | $\lambda_L = 266 \text{nm}$                       |
| Na <sub>2</sub> KSb | 6.1                  | $\lambda_L = 266 \text{nm}$                       |
| CsI                 | 6.8                  | $\lambda_L = 213 \text{nm}$                       |
| Cs <sub>2</sub> Te  | 5.7                  | $\lambda_L = 266 \text{nm}$                       |

一般的に量子効率は運転時間が長くなるにつれて低下してくるので、例えば量子効率が  $1/e$  になる時間を寿命とよんだりする<sup>2</sup>。

RF 電子銃に用いられる光電陰極に用いられる物質としてはおおきく分けて金属とアルカリ系金属がある。

純金属は一般的に量子効率は  $10^{-3} \sim 10^{-6}$  と低いが堅牢であり、RF 空洞のなかで長時間使用に耐えられるのが特長である。また大気への暴露などにたいし

<sup>2</sup>光電陰極の「寿命」は放射する電流によって変化するので電荷量によって「寿命」を定義する場合もある。

ても鈍感であり、取扱が簡単なのも利点である。

アルカリ系金属は通常タングステンなどの基体金属上に Cs などを塗布したものであり、量子効率の高さが最大の特長であり、条件にもよるが 5% を越える値もえられている。アルカリ金属系カソードの欠点はその寿命に短さと扱いの難しさにある。

アルカリ金属は一般的に非常に脆く、真空中に存在するイオンの陰極への入射あるいは RF 位相に乗り遅れた電子が陰極に入射する現象 (Back bombardment) などにより破壊され、数時間から数日で寿命を迎える。また大気への暴露により酸化などの変化により陰極としての働きを失う。そのために真空中で基体金属にアルカリ金属を塗布し、真空を保ったまま RF 電子銃に装着するという非常に手のこんだ装置が必要となる。

表 3 に代表的な光電陰極物質の量子効率とそれが得られた条件を掲載する。<sup>3</sup>

## 6 偏極電子銃

1970 年代より SLAC において偏極電子源の開発研究が行われ、1970 年代末には半導体陰極を用いた偏極電子銃が実用化された。偏極電子は核子のスピン構造の実験的解明や素粒子の標準模型の実験的検証のハイライトである SLAC Linear Collider, SLC における Weinber 角の精密測定を可能たらしめるなど実験物理学に大きな役割を演じてきた。

偏極電子は GaAs という半導体結晶に円偏光したレーザー光 (Ti:Sa 波長 700 ~ 800nm) を照射し、光電効果により発生した電子を DC 電場で引き出してビームとして用いる。

図 12 に GaAs 結晶のバンド構造が示されている。GaAs 結晶は最外殻に角運動量  $3/2$  の荷電帯を有している。このバンドと伝導帯とのエネルギー差に相当する光子により価電子を励起して、ビームとして取り出す。伝導帯の自由電子はヘリシティ  $\pm 1$  の状態しかとりえないために、光子が円偏光していると角運動量保存の法則から遷移が選択的となる。

右巻きの光子による励起を仮定しよう。図 12(a) において実線で示されている遷移が右巻き光子によるものである。光子のエネルギーを 1.43eV 以上、1.77eV 未満に設定すると  $J = \frac{1}{2}$  の準位からの遷移は強く抑制されるため、 $J = \frac{3}{2}$  の  $m = -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$  状態からの遷移のみが

<sup>3</sup>[8] から抜粋したものに加筆。

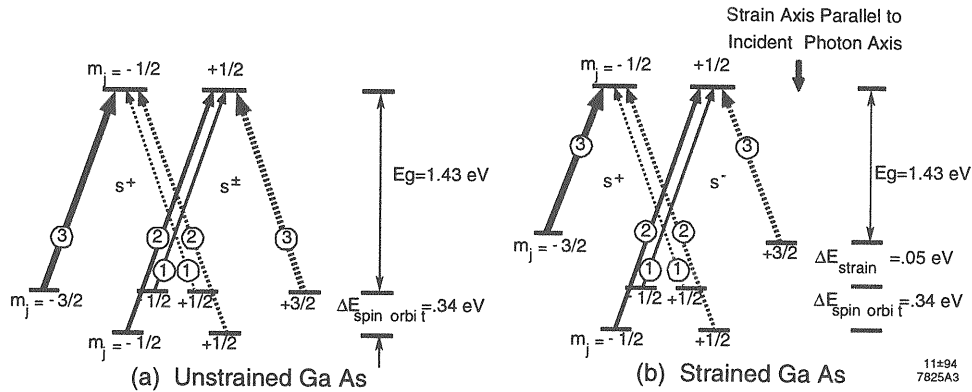


図 12: GaAs のバンド構造と伝導帯への光子による励起の様子。(a) はバルクの GaAs 結晶、(b) はゆがみ GaAs 結晶についての図。角運動量  $3/2$  状態の縮退が歪みによって解かれている。

可能となる。 $J = \frac{3}{2}$  準位の状態密度は Clebsch-Gordan 係数により  $m = -\frac{3}{2}$  と  $m = -\frac{1}{2}$  が 3:1 となっている。従って伝導帯に得られる電子のうち 75%は  $m = -\frac{1}{2}$ 、25%は  $m = +\frac{1}{2}$  状態となる。

ビームの偏極度は

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (107)$$

のように定義される。ここで  $N_{\pm}$  は電子のヘリシティ状態の密度である。したがって、GaAs 陰極に偏極光子を照射して得られる電子の偏極度は 50%となる。

得られる電子ビームの偏極度はスピン-軌道角運動量の合成状態である  $J = \frac{3}{2}$  状態の密度によって決まっている。これは量子力学で決まっているために変更することは不可能である。したがって偏極度 50%は理論的限界値であり、バルク GaAs を使用する限りこれを上回ることは不可能である。

50%を越える偏極度は GaAs 結晶の対称性を破り、 $J = \frac{3}{2}$  状態の縮退を解くことによって得られた。SLAC と名古屋大学によって歪み薄膜と超格子薄膜という二つの方法が縮退を解くための方法として開発された。縮退が解けた状態の GaAs 結晶のバンド構造が図 12(b) に示されている。縮退が解けたことにより  $J = \frac{3}{2}$  の  $m = \pm\frac{3}{2}$  と  $m = \pm\frac{1}{2}$  との間にエネルギーギャップが生じ、光子のエネルギーをあわせこむことにより  $m = \pm\frac{1}{2}$  状態からの遷移を抑制できることがわかる。原理的には 100%の偏極度が可能であり、現実のビームにおいても 90%前後の偏極度が得られている [15]。

RF 電子銃の所でも述べたが、実際には伝導帯に励起された電子がすべて真空中にでてきてビームとして

取り出されるわけではない。多くの金属陰極などでは励起されたものうちほんのわずかの電子が外にでてくるにすぎない。何故なら伝導帯の準位は真空よりも一般的に低く、伝導帯から真空へ飛び出す確率はとても小さいからである。この確率を高めるために励起するレーザーのエネルギーを仕事関数よりも大きくとらなければならないことは既に述べた。しかしこの偏極電子銃ではレーザーのエネルギーをバンド幅 ( $\sim$  仕事関数) に限りなく近づけることで偏極を得ている。そんなことをしたら真空へ電子はでてこないのではないかと疑いたくもなる。

実は GaAs 結晶は NEA (Negative Electron Affinity) という特殊な表面構造をもっており、伝導帯よりも真空の準位が低くなっているのである。そのため伝導帯に励起された電子の多くが真空中へとでてくるのであり得るのである。この NEA 表面という性質は GaAs がもともと有しているものではなく、バルク GaAs 結晶に Cs と酸素を吸着させたある種の電気二重層がつくりだすものである。この NEA GaAs の量子効率は 10%という驚異的に高いものである。

この NEA 表面はしかし取扱が非常に困難で十分な寿命を達成するためには電子銃内を超高真空にたもつ必要がある。そのため現在は NEA GaAs ではなく取扱がはるかに容易なバルクの GaAs を用いて二光子による励起で偏極電子発生を目指して研究が進んでいる。二光子による励起とはすなわち角運動量が  $J = \pm 2$  変化する遷移であるので、可能な組合せは  $J = 3/2, m = \pm 3/2$  の状態と  $m = \mp 2$  の二光子から  $m = \mp 1/2$  の自由電子を発生するものだけである。すなわちエネルギーバ

ンド幅による選択性がなくとも角運動量の組合せだけで光子の偏極方向によって発生する電子の偏極が発生するのである。

## 7 将来の電子銃

低エミッタンスビームは将来の加速器にとって是非とも必要な性能である。現在この低エミッタンスビームを目指して多くの研究者が電子銃の開発研究を行っている。この章ではその動向を概観して将来の電子銃開発の可能性を探る。

そもそもエミッタンスとはビームが位相空間内で占める面積のことである。エミッタンスの低いビームとは空間的ひろがり、そして運動量のひろがりともに小さいビームで、方向のそろったサイズの小さいビームのことである。容易に想像されることだが、低エミッタンスによりビームの安定性などの性能向上が見込まれる。

しかしそのような量的な変化だけでなく、低エミッタンスには将来の新たな加速器による科学技術の道をひらく質的な変化がかかっているのは先述したとおりである。リニアコライダーおよび将来の放射光源である FEL/ERL においては (超) 低エミッタンスビームが求められ、電子銃の低エミッタンス化の要求が高まっている。具体的には横方向エミッタンスの値として  $0.5\pi$  mm.mrad 以下が必要とされている。

Pierce 型電子銃を低エミッタンスという観点から見た場合多くの限界点が指摘されている。

- 大きな電流を取り出すためには陰極のサイズを大きくせざるをえず、初期エミッタンスが大きくなってしまふ。
- 大電流を静電場で加速するためにどうしても空間電荷効果によりビームがふくれてしまい、エミッタンスの悪化が避けられない。
- ビームの制御を行うグリッドにより電場が乱され、エミッタンスの悪化が起こる。

RF 電子銃はそもそも FEL 用の低エミッタンスビーム生成のために考えられたもので、Pierce 型電子銃にくらべると以下のような特長を持っている。

- レーザーのエネルギーによる寄与のため初期エネルギーは熱電子銃よりも大きくなってしまふが、

レーザースポットを小さくすることで熱電子銃にくらべて小さい初期エミッタンスが可能。

- RF 場により速やかに相対論的エネルギーまでビームを加速するため、空間電荷効果によるエミッタンスの増加を大幅に低減できる。
- ビームの制御はレーザーにより行うため熱電子銃のグリッドのような電場を攪乱する大きな要因がない。また出口付近の RF の乱れによる横方向運動量はソレノイド磁場により低減できる。

しかし RF 電子銃で  $0.5\pi$  mm.mrad 以下というエミッタンスが実現できるのかどうかは定かではない。

RF 電子銃を用いる最大の利点は、空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑制できることにある。しかし RF エミッタンス (5.2.1 節を参照)、また初期エミッタンス (5.2.3 節を参照) ともにそれだけで  $0.5\pi$  mm.mrad を越えてしまっている。

RF エミッタンスに関しては収束磁場を銃出口付近につくことで抑えられるが、それでも  $0.5\pi$  mm.mrad 以下にすることは容易ではない。これを抑えるためには RF 場を弱くすればいいのだが、そうすると空間電荷効果によるエミッタンスの増大につながってしまう。

また初期エミッタンスに関してもそれを低減することは容易ではない。初期エミッタンスの大部分はレーザーのエネルギーのうち励起に使われなかった余りによるものである。レーザーのエネルギーを仕事関数に近づけていけば、余りのエネルギーも減少し、初期エミッタンスも減少するはずである。しかし一般的に光陰極から電流を取り出すためにはレーザーのエネルギーは仕事関数よりもある程度大きくとらなければならない。それはつぎのような理由によっている。

荷電帯から伝導帯に励起された電子はある緩和時間に従ってエネルギーを失い、伝導帯の底にたまると考えられる。伝導帯の準位は真空のそれよりも一般的に低く、伝導帯にたまった電子は真空中に飛び出すことはなく、いずれエネルギーを放射して荷電帯の正孔と最終結合する。つまりビームとして取り出すことのできる電子は真空準位よりも高い状態に励起され、かつ伝導帯の底に沈む前に真空中へと飛び出してきたものである。したがってある程度の電流を取り出すためにはレーザーのエネルギーは仕事関数よりも高くなくてはならず、必然的に初期エネルギーも大きくなるのである。

しかし現実には仕事関数に近いエネルギーを持つレーザーで電子を励起し、ビームとして取り出している例がある。それが先述した偏極電子源 (6 章を参照) である。偏極電子源では GaAs 陰極の特定の準位 (角運動量状態) からの選択的な遷移を起こさせるために、仕事関数に近いエネルギーのレーザーで電子を励起する。それにもかかわらず GaAs 陰極は 10% を越える驚異的に高い量子効率を有している。ではなぜ GaAs では電子が伝導帯にたまらずに真空中に出てこられるのだろうか。

一般的な物質は真空準位が伝導帯よりも高く、物質表面にある電子を真空中に引き出すのにエネルギーが必要である。この状態を正の電子親和度 (Positive Electron Affinity, PEA) という。先述した銅などの金属を含むほとんどの物質が PEA 表面を持っている。

それに対して真空準位が物質表面よりも低い状態を負の電子親和度 (Negative Electron Affinity, NEA) という。実は GaAs に特殊な表面処理を行うと表面が NEA 状態となり、伝導帯に励起された電子が真空中へとでてこられるようになるのである。

初期エミッタンスを小さくするには NEA 表面を持つ物質を陰極に用いて、レーザーのエネルギーを限りなく仕事関数に近づけることが必要である。理論的には NEA 表面を持つ物質を陰極に用いることで初期エミッタンスを  $0.1\pi \text{ mm.mrad}$  以下にすることが可能である。しかし偏極電子源に用いられている NEA GaAs をそのまま RF 電子銃に用いることはできない。NEA 表面は衝撃に非常に弱く、暗電流が多い RF 電子銃の空洞内ではすぐに破壊されてしまう。実験によれば NEA GaAs を陰極に用いた実験によれば、RF パルスを数回導入しただけで表面は破壊されてしまっている [16]。NEA 表面を保護するために真空度を下げるといふ観点からも、その設計の自由度が大きく制限されるということからも RF 電子銃は不利と言わざるをえない。

ここで低エミッタンスを得る戦略として次の二つが考えられる。

1. RF 電子銃内で使用可能な NEA 物質をつくり、あるいは探して低エミッタンスを目指す。
2. NEA GaAs を陰極として用いるために RF 電子銃をやめて DC 電子銃の高圧化をめざす。

一番目の戦略は非常に明解である。NEA 表面を持つ堅牢な物質をつくりだせば RF 電子銃の利点をあき

表 4: 各電子銃において得られるエミッタンスに対する各要素の寄与の大きさの傾向。熱電子銃では初期エミッタンスと空間電荷効果の寄与が大きいが、レーザー RF 電子銃では熱 (初期) エミッタンスと加速 (RF) エミッタンスが、レーザー DC 電子銃では空間電荷エミッタンスが支配的となる。

| 電子銃         | $\epsilon_{th}$ | $\epsilon_{sc}$ | $\epsilon_{acc}$ |
|-------------|-----------------|-----------------|------------------|
| 熱電子銃        | 大               | 大               | 小                |
| レーザー RF 電子銃 | 中               | 小               | 中                |
| レーザー DC 電子銃 | 小               | 大               | 小                |

らめることなく超低エミッタンスビームが実現できる可能性がある。最近工業ダイヤモンドが NEA 表面を持つのではないかと話題になっており、低エミッタンス電子銃の候補として注目を集めている。また NEA 表面ではないが、Cs を用いた陰極は極めて量子効率が高く、初期エミッタンスを抑えるためにレーザーのエネルギーを低下させてもある程度の電流を確保できる可能性がある。

二番目の戦略は陰極に NEA GaAs、構造としては DC 電子銃という既存の技術を用い、それをスケールアップすることで低エミッタンスに迫ろうというものである。この銃では初期エミッタンスは限りなく小さくすることができる。実際に低電流の極限では GaAs を光陰極に用いた DC 電子銃で  $0.5\pi \text{ mm.mrad}$  を下回る横方向エミッタンスが達成されている [17]。

この光陰極 DC タイプの電子銃では空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑制することが課題となる。そのためにはピーク電流を低く抑えつつ平均電流を確保するような高繰り返し運転、今までにない高い DC 電場などが要求される。

高繰り返し運転では要求を満たすレーザー (繰り返し、パワー、安定性) を開発することが重要である。

また一般的に DC 電場の大きさを制限しているのは陰極自身、あるいは構造材などからの放電現象であるので、高電場を得るために放電限界の高い物質、表面処理法などの研究が必要である。(文献 [18] などを参照)

以上の議論をまとめると次のようになる。RF 電子銃は技術的にすでに確立しており、高い表面電場により空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑制するのに非常に有効である。しかし加速 RF によるエミッタ

ンス増大、レーザーのエネルギーによる初期エミッタンスの増大などの問題があり、超低エミッタンスをえるには陰極材料の開発が必要である。

一方 NEA 表面物質を用いた DC 電子銃では低電流極限において超低エミッタンスが得られており、高い表面電場をつくる放電限界の高い構造材、高繰り返し運転を可能とするレーザーが実現されれば将来の超低エミッタンス電子源として有望である。表 4 に各電子銃のエミッタンス成分に対する特性をまとめてある。

## 参考文献

- [1] 西川哲治 他編著、物理学辞典改訂版、培風館、1992
- [2] S. Y. Liao, "Microwave electron-tube devieces", Prentice Hall, 1988
- [3] A. W. Chao, M. Tigner 編, "Handbook of accelerator physics and engineering", World scientific, 1998
- [4] 柴田幸男著、「電子管・超高周波デバイス」、コロナ社、1983 年
- [5] 日本学術振興会編、「電子・イオンビームハンドブック」日刊工業新聞社、1973 年
- [6] 大沢哲、「電子銃」、大穂 90 テキスト
- [7] Kwang-Je Kim, "RF and space charge effects in laser driven RF electron gun", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A275 201-218, 1989 年
- [8] C. Travier, "An introduction to photo-injector design", Nuclear Instruments and Methods in Physics research A 340 (1994) 26-39pp.
- [9] D. J. Gibson et al., "Electron beam and RF characterization of a high brightness X-band photoinjector", Proceedings of the 2001 PAC, p2245-2247, 2001
- [10] D. T. Palmer et al., "Emittance studies of the BNL/SLAC/UCLA 1.6 cell photocathode RF gun", Proceedings of the 1997 PAC, p2687-2689, 1997
- [11] 楊金峰 他、「レーザーフォトカソード RF 電子銃による高品質ピコ秒電子パルスの発生」、Proceedings of 26th linear accelerator meeting in Japan, p70-72, 2001
- [12] W. J. Brown et al., "Low emittance electron beam formation with a 17 GHz RF gun", Physical review special topics-accelerator and beams, Vol 4, 083501, 2001
- [13] J. W. Lewellen et al., "Emittance measurements of the advanced photon source photocathode RF gun", Proceedings of 2001 PAC, p2215-2217, 2001
- [14] T. Srinivasan-Rao et al., "Photoemission studies on metals using picosecond ultraviolet laser pulses", J. Appl. Phys. 69(5), pp3291-3296, 1991
- [15] T. Nakanishi et al., "Polarized electron source for a linear collider in Japan", Nuclear instrumentation and methods in physics research A 455, p109-112, 2000
- [16] A. V. Aleksandrov et al, "High power test of GaAs photocathode in RF gun", EPAC 98 proceedings, 1450-1452, 1998
- [17] D. Engwall et al., "A high-DC-voltage GaAs photoemission gun: Transverse emittance and momentum spread measurements", PAC 97 proceedings, 2693-2695, 1997
- [18] 鈴木千尋、「偏極電子ビーム源の高性能化に向けた、金属表面からの電界放出暗電流の発生機構と削減の研究」、名古屋大学大学院博士論文、2000