

1 はじめに

電子銃については過去の OHO セミナーで何度も取り上げられ [1-5]、その内容は広く詳細に述べられているため、私のテキストはこれらを見習ったものに過ぎないが、近年の電子銃の進展状況や、テキストの後半にはこれまでの電子源開発について、設計から立上げまでの状況を失敗談も含めてここにまとめておきたいと思う。

1.1 ERL と高輝度電子源

世界各地で建設、高出力化への改造が進められている自由電子レーザー (FEL) 用の線形加速器をはじめ、エネルギー回収型線形加速器 (ERL) を利用した次期放射光計画などで高輝度かつ短パルスの電子ビームが不可欠となり、電子源に対して低エミッタンスかつ大電流の電子ビームの生成が強く求められる時代となった。

ERL は、最初の電子銃および入射器の加速エネルギーを除く大部分の加速エネルギーを回収し、ほとんど損失無く再利用できるため、エネルギー回収を行わない従来の線形加速器よりも飛躍的に連続 (CW) の大電流ビーム加速が可能となる加速器技術と言える。

一方で、高エネルギー物理実験のための高ルミノシティー衝突型加速器である KEK B-factory や Photon Factory, Spring-8 のような放射光を利用する光源加速器は、加速された電子ビームをエネルギーを保ったまま蓄積する storage ring (蓄積リング) と呼ばれる加速器で、前段の入射加速器で加速された電子ビーム (平均電流数 nA ~ 数 100nA 程度) を少しずつリングに蓄積しながら、数分 ~ 数十分でリングの中を走る電子ビームの電流は、数 100 mA から 1A を超える状態に達している。では、ERL を利用する利点はどこにあるのだろうか。

蓄積リングでは、安定な軌道の周りをビームの進行方向 (z 方向) および垂直方向 (x, y 方向) に振動しながら周回しているため、位相空間 (6 次元) ではその振動の振幅に対応した体積を持つことになる。他方、線形加速器では加速器を一度しか通過しないため、蓄積リングのような振動の発生は無く、ビーム発生時に小さなエミッタンスのビームが生成でき、その状態を保ったまま上手に

加速できれば同じエネルギーで位相空間の体積を蓄積リングと比較しても小さくすることができる。

電子ビームの輝度 $B[A/sr/m^2]$ は、ビーム電流 $I[A]$ 、横方向エミッタンス $\epsilon_x, \epsilon_y[m \cdot rad]$ を用いて式 (1.1) として表される。(以下、座標の取り方は、ビーム進行方向を z 軸とし、水平方向を x 軸、垂直方向を y 軸とする。)

$$B = \frac{\pi I}{\epsilon_x \epsilon_y} \quad (1.1)$$

つまり、ビーム輝度を上げるためには、ビーム電流を上げ、エミッタンスを下げれば良いわけだが、ビーム電流を上げる場合、バンチあたりの電荷量を上げる、もしくは繰返しを上げることが必要であり、前者は電子銃および入射器での空間電荷効果によるエミッタンス増加の影響、後者は加速器のハードウェア側の制約 (例えば常伝導の高周波加速空洞ではビーム加速のために投入する高周波パワーの数割が加速空洞表面で熱として損失) のため、大電流のビームを高加速勾配のまま加速しようとする、冷却が追い付かず繰返しを上げることが困難な状況となる。

ERL では、超伝導空洞を利用するため空洞本体での高周波のロスが極めて少ないため CW 運転が可能であり、ビームの不安定性を起こさない範囲で繰返しを最大で加速周波数まで上げることができる。エミッタンスについても、ビーム源およびその輸送と加速において増大の影響を十分低く抑えることができれば従来までの蓄積リングで得られている値よりも低くすることができる。つまり、ERL は、「高輝度 (低エミッタンス & 大電流) ビームの生成」、「高輝度を維持したビームの加速と輸送」の 2 点ができてこそ従来の加速器性能を超える意味のある加速器になると言える。

ちなみにビームの輝度について 100 kV 程度で $10\mu A$ 程度の電子ビームを利用する電子顕微鏡の場合、輝度はおよそ $10^2[A/sr/m^2]$ (LaB_6 陰極) から $10^5[A/sr/m^2]$ (電界放出型陰極) 程度になる。加速器では、KEKB (8GeV, 1.2A, $\epsilon_x = 24 nmrad$, $\epsilon_y = 150 pmrad$) の条件では $B = 1 \times 10^{18}[A/sr/m^2]$ 、高輝度電子銃よりビームを供給し続ける ERL では、KEK の PEARL 計画のパラメーターを例にとると (3GeV, 10mA, $\epsilon_{x,y} = 17 pmrad$) の条件では $B = 1 \times 10^{20}[A/sr/m^2]$ と

なる。(加速器のビームの輝度との大きな違いは、加速エネルギーによってエミッタンスが $\frac{1}{\beta\gamma}$ に減少する点とビーム電流の違いによるものである。)

1.2 世界の高輝度電子銃の現状

高輝度電子ビームを供給するためには、電子発生源である陰極と、発生した電子を短距離で光速相当まで加速する強い電界をかける装置が必要である。本節では、ERL や FEL に関係した世界の高輝度電子銃の状況について簡単に紹介する。

1.2.1 DC 電子銃

DC 電子銃とは、定常またはパルス的に直流電界をかけてビームを発生させる電子銃であり、加速器用の電子銃に限らず、高出力の RF 源であるクライストロン、電子顕微鏡や電子ビーム溶接機、ブラウン管テレビなどの電子源など様々な装置で広く利用されてきた。

高輝度の DC 電子銃として既に稼働している代表例として Spring-8 SACLA の熱電子銃がある。Spring-8 SACLA の電子銃の電極付近を図 1 に示す。[8]

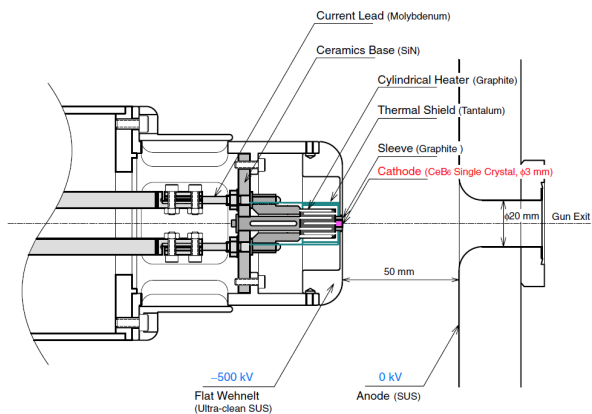


図 1: SACLA のパルス DC 電子銃 (電極部) の構造 [8]

この電子銃では、陰極として熱電子銃でよく利用されている LaB_6 より低温で熱電子が発生が可能でより長寿命の CeB_6 が使われており、通常、パルスビームを生成するためのグリッドは無く、数

μs の短時間の間、500kV が電極間に印加され、その時の DC 電界によって CeB_6 表面から出た数 A 相当になる熱電子が連続的なビームとして加速される電子銃となっている。

表 1: SACLA DC 電子銃のビーム性能 [8]。

陰極材料	CeB_6
陰極サイズ	ϕ 3 mm
陰極温度	1400 ~ 1600 °C
ピーク電流	1 ~ 3 A
バンチ長	2 μs
繰返し	60 Hz
加速エネルギー	500 keV
規格化エミッタンス	0.6 mm mrad (90 %)

このように発生したおよそ $2\mu\text{s}$ 程度の時間幅をもった電子ビームは、電子銃の直後の高速静電デフレクタによって 1ns 程度の幅にきりとられ、このビームの規格化エミッタンスは 0.6 mm mrad と従来の熱電子銃と比較して小さい。陰極としての寿命も長く、非常に安定したビームが供給されつづけていることによって、安定した FEL 発振が得られている [9]。

熱陰極を使用するため、薄膜を使う光陰極の時ような超高真空までは必要無いため、絶縁油中の高電圧発生部に直接電子銃のセラミック管が接続した構造であり、高電圧かつコンパクトな設計となっている。電子銃内の真空は 10^{-6} Pa 程度、カソードの寿命は運転時の加熱温度 1500°C で 2 年程度と報告されている [8]。

熱電子銃の場合、短パルスで高繰り返しを得るためにはグリッドを利用することが欠かせないが、グリッドは陰極で発生した電子を乱しエミッタンスを増大させるため、さらに高繰り返しで低エミッタンスの電子ビームは、DC 電子銃に光陰極を組込んだ方法となる。この方式の電子銃の代表例として近年、350 kV, 70 mA 相当の CW ビームの生成に成功している Cornell 大学が開発した電子銃を挙げる [10, 11]。その電子銃の構造を図 2 に示す。

光陰極として、半導体やアルカリ金属系薄膜が用いられている。そのため、電子銃の後方には光

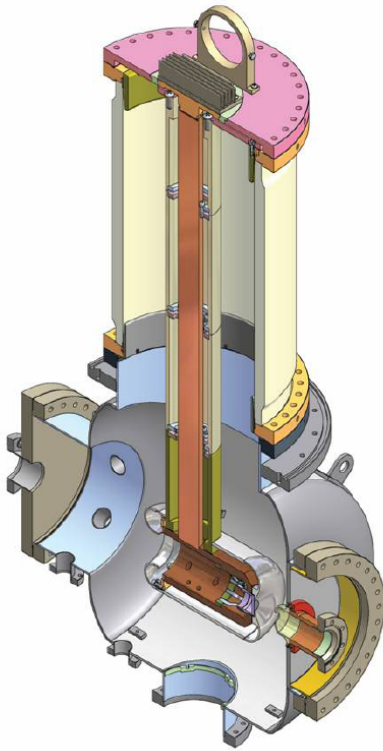


図 2: Cornell 大学が開発した DC 電子銃 [10]

陰極表面を作製する装置が接続されており、そこで作製した光陰極を電子銃の陰極電極へ装着して使用している。半導体光陰極も扱うことから、電子銃装置内部の真空は $10^{-9} \sim 10^{-10}$ Pa 台と非常に良い状態を保持するために、大容量の排気装置が設置され、真空容器自身もアウトガスを抑えるための処理が施されている [13]。

表 2: Cornell 大学の DC 電子銃のビーム性能 [12]

陰極材料	$GaAs, CsK_2Sb, Cs_3Sb$, etc.
励起波長	532 nm
電荷量	20, 300 pC
繰返し	1MHz $\sim$ 1.3 GHz
加速エネルギー	350 keV
規格化エミッタンス	0.18, 0.62 mm mrad (95%)

日本においても ERL 電子銃の開発およびビーム試験は、この Cornell 大学の電子銃の構造を参考にした DC 電子銃と光陰極の組合せで進めてお

り、その詳細は第 5 で述べる。

1.2.2 RF 電子銃

RF 電子銃は、RF 空洞端 (half-cell に近い形状) に陰極を設けた構造をしており、陰極表面には DC 電子銃では困難な加速電界をかけることができる。そのため、陰極から放出された電子は短距離の間で相対論的速度となり、電子間に働く空間電荷効果による発散力が抑えられるため、特に大電荷でエミッタンスの増大を抑制した電子ビームの供給ができる。

DESY の領域の FEL である FLASH では電子銃として常伝導 RF 電子銃が使われている。この RF 電子銃は Zeuthen の photo injector test facility (PITZ) で開発されたものであり、その構造を図 3 に示す [14]。

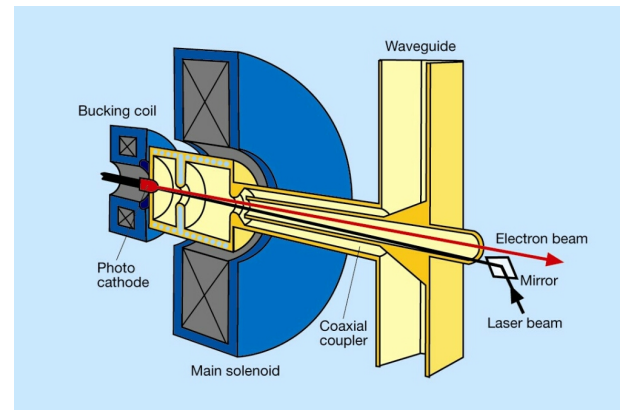


図 3: PITZ の 1.6 cell L-band RF 電子銃概略図 [14]

この RF 電子銃では陰極に Cs_2Te を使用するため、電子銃の後ろに光陰極の成膜装置が接続されており、そこでつくられた光陰極を空洞端に設置する。励起光は電子銃前方のビーム軸から少し離れたミラーにより光陰極面にほぼ垂直に照射され、加速のための高周波は導波管から同軸型のカップラを介して電子銃空洞へ送られる。空洞は壁での高周波の損失による熱を除去するために内部に冷却用の水が流れる構造となっており、発生した電子ビームの収束のためのソレノイド磁石が空洞の外側に配置されている。陰極表面上の磁場はエミッタンス増大の原因になるため、光陰極の少し後ろ

表 3: PITZ の 1.6 cell L-band RF 電子銃のビーム性能 [15]

陰極材料	Cs_2Te
励起波長	257 nm
電荷量	1.0 nC
空洞周波数	1.3 GHz
繰返し	10 Hz
加速エネルギー	23.6 MeV
加速電界	60 MV/m
規格化エミッタンス	0.89 mm mrad

側にもうひとつソレノイド磁石が設置され、これによって陰極表面の磁場が無くなるように調整して運転されている。

この他にも、X 線 FEL として稼働している SLAC にある LCLS の電子銃や、建設中の Swiss Light Source、PAL-XFEL でもこの常伝導方式の RF 電子銃が用いられている。

高電界かつ高繰返しの運転は、空洞本体での高周波の損失から困難となる。そこで、この問題を解決するため超伝導 RF 電子銃の開発が進められている。

ドイツのドレスデン郊外にある Helmholtz 研究所 (HZDR:Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf) では、ユーザー利用施設 ELBE (Electron Linac for beams with high Brilliance and low Emittance) で世界で最初に超伝導 RF 電子銃が開発され、2010 年から超伝導 RF 電子銃から生成したビームを加速し、2013 年には遠赤外領域での FEL 発振にも成功し、様々な研究に利用されている。[18,19]

ELBE で運用されている超伝導 RF 電子銃の構造を示した図を 4 に示す。

液体ヘリウムで冷却する超伝導空洞を用いるため、電子銃本体は真空断熱層の中に多重の熱シールド構造をもつクライオスタットの中に収められ、下部には加速のための RF パワーを導入するカプラーが接続されている。超伝導空洞は、常伝導空洞のようなソレノイド磁場を空洞内部にたてることができないため、空洞を出た後のソレノイドで

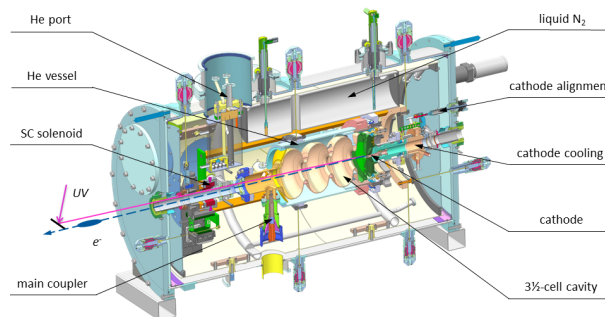


図 4: ELBE の 3.5-cell 超伝導 RF 電子銃 (ELBE SRF Gun II [18])

調整することとなる。

ELBE の超伝導 RF 電子銃の代表的なビーム性能を表に示す。

表 4: ELBE の超伝導 RF 電子銃のビーム性能 [17, 19]

陰極材料	Cs_2Te
励起波長	262 nm
電荷量	20 pC
空洞周波数	1.3 GHz (L-band)
繰返し	13 MHz
加速エネルギー	3.3 MeV
加速電界	6.6 MV/m
規格化エミッタンス	1 mm mrad

超伝導方式の RF 電子銃の開発は、ERL の開発を進めている HZB、大強度の電子-イオンコライダー計画を検討している BNL でも進められている。高電界加速かつ高繰返しで高輝度大電流ビームを生成できる究極の電子銃と言えるが、超伝導空洞で深刻な問題となる電界放出源の発生が起きやすい問題を抱えている。

2 カソードの物理

本章では、主な電子発生現象の種類と特徴について簡単に述べる。すでにこれまでの OHO セミナーで詳しく述べられており、より詳しい計算過程を知りたい時はそれらを参照することをお勧め

する [1–4]。章の後半部は、ERL 電子銃で使用する
こととなる光陰極についてより詳しく述べる。

2.1 電子放出現象

2.1.1 金属模型

金属からの電子放出を考えるため、最初に金属中の自由電子の振る舞いについて考える。金属は、原子が安定な閉殻の正イオン状態と原子間を自由に移動できるようになった外殻電子（自由電子）で構成されている。この節では、この自由電子が金属表面をポテンシャル障壁とした井戸の中に閉じ込められているモデル（ゾンマーフェルトの金属模型）を考える。

電子は同じ状態を 1 つ以上の粒子で占有できないフェルミ粒子であるため、3 次元の波数空間において、エネルギー ε と $\varepsilon + d\varepsilon$ の間に含まれる状態数は、状態密度 $D(\varepsilon)$ 、波数 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 、エネルギー $\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ を用いて、下記のように表わすことができる。

$$D(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{2L^3}{(2\pi)^3} \cdot 4\pi k^2 \frac{dk}{d\varepsilon} \cdot d\varepsilon \quad (2.1)$$

$$= \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}V}{h^3} \cdot \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon \quad (2.2)$$

自由電子はフェルミ・ディラック分布関数 $f(\varepsilon)$ に従って最も低い状態から順に詰まり、温度 0K 状態で電子のもつ最高エネルギーをフェルミエネルギー (E_F) と呼ぶ。

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon - \mu)/k_B T}} \quad (2.3)$$

μ は温度 T のときのフェルミ準位 ($T=0$ で $\mu = E_F$)、 k_B はボルツマン定数。

エネルギー ε の状態に占める電子の割合は $D(\varepsilon)f(\varepsilon)$ と表され、図 5 のようになる。

ポテンシャル井戸の深さを W とした場合、フェルミエネルギーを持つ電子から見たポテンシャルの高さは、 $\phi = W - E_F$ と表される。この ϕ を仕事関数と呼び、常温では $k_B T \ll E_F$ であるため、 ϕ がフェルミエネルギー近傍の電子をポテンシャル井戸から取出すために最低限必要なエネルギーと言える。

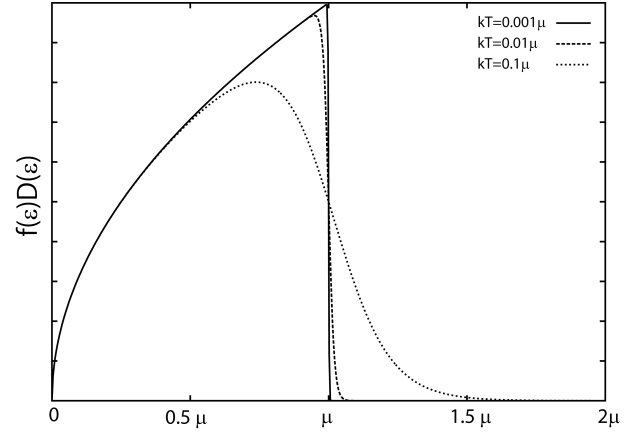


図 5: フェルミ準位 μ で規格化した自由電子の状態密度分布。

2.1.2 熱電子放出

金属の温度を上げていくと、フェルミ統計に従う自由電子の中で量は少ないが中には仕事関数を超えて外へ飛び出す電子が現れてくる。温度が T のとき、 z 軸方向のエネルギー $\frac{p(z)^2}{2m}$ が仕事関数を超えるエネルギーをもつものについて積分すると熱電子の放出量が導き出される。

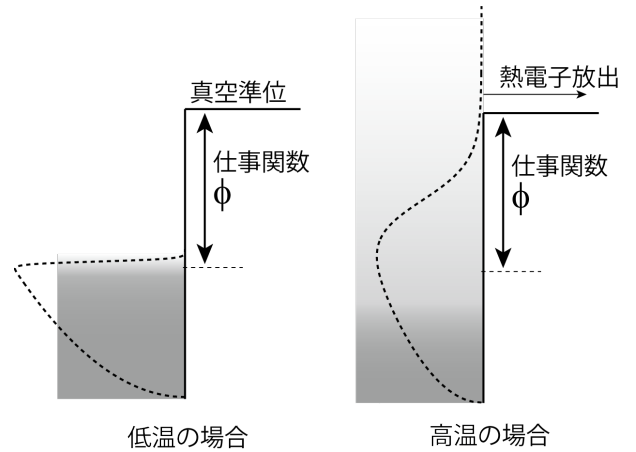


図 6: 金属中の自由電子の熱電子放出

単位面積当たり、運動量が $p_x \sim p_x + dx$, $p_y \sim p_y + dy$, $p_z \sim p_z + dz$ の範囲にある電子数 dN は、下記のようになる。

$$dN = \frac{2}{h^3} f(p) dp_x dp_y dp_z$$

$$= \frac{2 dp_x dp_y dp_z}{h^3 (1 + \exp(\frac{E - \mu}{k_B T}))} \quad (2.4)$$

仕事関数を超えられる電子 ($\phi \gg k_B T$) について考えるため、分母の 1 は省略できる。単位時間当たり表面に到達する電子数は、 dN に v_z をかけたものとなるため、

$$dN_z = v_z dN$$

$$= \frac{2}{h^3} \exp(\frac{\mu - E_z}{k_B T}) \exp(-\frac{p_x^2 + p_y^2}{2mk_B T}) dp_x dp_y dE_z \quad (2.5)$$

ここで $v_z = \frac{dE_z}{dp_z}$ を用いた。したがって単位面積、単位時間当たり放出される熱電子の数は、以下のようになる。

$$N_z = \frac{2}{h^3} \exp(\frac{\mu}{k_B T}) \int_W^\infty \exp(-\frac{E_z}{k_B T}) dE_z$$

$$\times \int_{-\infty}^\infty \exp(-\frac{p_x^2}{2mk_B T}) dp_x$$

$$\times \int_{-\infty}^\infty \exp(-\frac{p_y^2}{2mk_B T}) dp_y \quad (2.6)$$

これを積分すると以下の式が得られる。

$$I = eN_z = AT^2 e^{-\frac{\phi}{k_B T}} \quad (2.7)$$

$$A = \frac{emk_B^2}{2\pi^2 \hbar^3} \quad (2.8)$$

効率的に熱電子を得るには、仕事関数 ϕ が低い物質である必要があるが、一般的に ϕ が低い物質は融点も低くなるため、純金属としてはタングステンがよく用いられている。

2.1.3 電界放出

物質表面に非常に強い電界をかけると、物質と真空の間にある仕事関数相当のポテンシャル障壁が薄くなり、物質中の電子の一部が薄くなったポテンシャル障壁をトンネル効果で透過して物質の外へ取出されるようになる。(図 7) この現象を電界放出と呼ぶ。

このときの放出電流密度 $I = eN_z$ は、フェルミ準位近傍の電子に対して外部電界 F によって薄くなったポテンシャル障壁の透過確率 $P(\epsilon_z)$ を計算し、熱電子放出の場合と同様に状態密度との積をエネルギーを変数に積分すると求められる [20]。

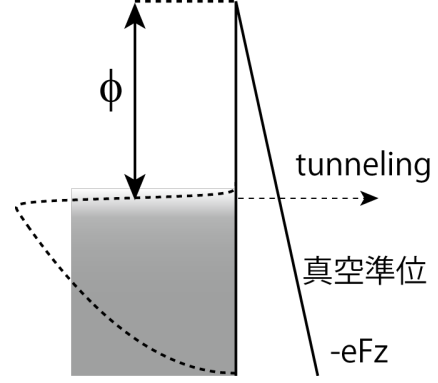


図 7: 金属中の自由電子の電界放出

$$N_z = \frac{4\pi}{h^3} \int_0^{\sqrt{2m\mu}} dp_z \frac{p_z}{m} \int_0^{\sqrt{2m\mu - p_z^2}} p' dp' P(\epsilon_z) \quad (2.9)$$

ポテンシャル障壁の透過確率は、WKB 近似により以下のように表される。

$$P(\epsilon_z) = \exp\left(-2 \int_0^{\phi/(eF)} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (W - eFz - \epsilon_z)} dz\right) \quad (2.10)$$

$$= \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3h} \frac{1}{eF} (W - \epsilon_z)^{3/2}\right) \quad (2.11)$$

この透過確率を式 2.9 へ代入し、フェルミ準位近傍で積分する。

$$N_z = \frac{4m\pi}{h^3} \int_0^\mu (\mu - \epsilon_z)$$

$$\times \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3eh} \frac{1}{F} (W - \epsilon_z)^{3/2}\right) d\epsilon_z \quad (2.12)$$

この積分の主要部は $\epsilon_z \sim \mu$ 近傍のみであり、 $\mu - \epsilon_z = x$ の変数変換を行うと、

$$\sim \frac{4m\pi}{h^3} \int_0^\mu x$$

$$\times \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3eh} \frac{1}{F} (\phi^{3/2} + \frac{3}{2}\phi^{1/2}x)\right) dx \quad (2.13)$$

この積分を実行し $x = 0$ 近傍のみ有効とする近似で $I = eN_z$ を求めると Fowler-Nordheim の式 (2.14) が得られる。

$$I = \frac{e^3}{8\pi h} \frac{F^2}{\phi} \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3eh} \frac{\phi^{3/2}}{F}\right) \quad (2.14)$$

$$= 1.54 \times 10^{-6} \frac{F^2}{\phi} \exp(-6.83 \times 10^9 \frac{\phi^{3/2}}{F}) \quad (2.15)$$

式 (2.14) の ϕ の単位は [J] だが、式 (2.15) の ϕ の単位は [eV] に変換した表記となっている。

一般的な物質の ϕ が数 eV 程度あるため、ある程度の電流を放出させるためには GV/m 程度の電界強度が必要となる。そのため、先端を尖らせることによって局所的に電界を集中させてこれを実現する。

電子放出サイズが数 10~100 nm 四方程度と非常に小さいため、大電流のビーム発生はできないが、 μA 以下のビーム電流においては実用化されている電子源の中で一番高輝度なビームを発生させており、近年、電子顕微鏡などで多く利用されている。陰極には、高純度のタングステン細線を電解研磨等により先鋭化させたニードル型、シリコンなどの半導体基板を選択的にエッチングを行うことで作製された複数のアレイ状の tip 型、金属膜上に化学気相成長によって生成させたカーボンナノチューブ (CNT) などが利用されている。

一方で、この電界放出現象は、電子銃や加速空洞内部などの高電界となる環境では付着したダストなどが起点となり意図しない暗電流の発生や放電の原因となる場合がある。そのような問題が発生した場合、加速電圧 V の条件を変えながらその電流値を測定し、縦軸を $\log(I/F^2)$ または $\log(I/V^2)$ 、横軸を $1/F$ または $1/V$ とした FN プロットを作成することで、電界放出現象であるかどうかを簡単に確かめることができる。この時、電界が何らかの原因で集中していると考え、それを電界増倍係数 β として評価されることが多い。 β は FN プロットの負の傾きの大きさから求められる。

2.1.4 2次電子放出

2次電子放出とは、物質へ高エネルギーの電子やイオンを衝突させた時に放出される電子であり、照射する1次電子またはイオンに対して発生する2次電子の比を2次電子放出係数と呼ぶ。

2次電子放出係数を大きくした表面は、質量分析器などの微小なイオン信号の増幅するチャンネルトロンや微小な光電子信号を増幅する光電子増倍管などで利用される。

電子源として2次電子放出を利用した陰極として、例えばダイヤモンド基板を使用する試みがなされている。[22] この陰極は、薄いダイヤモンド

基板に電界 (数 MV/m) をかけ、基板の背面から比較的高エネルギーの電子 (数 keV) を打ち込み、ダイヤモンド基板内部で多数の電子・正孔ペア生成し、内部の電界で加速・電子・正孔ペア生成を繰返して拡散し、表面から多量の2次電子を取出す。

十分な2次電子量を得るためには厚さ数 10 μm ~1mm 程度が必要であり、内部で発生した2次電子が表面に拡散するまでの時間が長いことから、短パルスの電子ビームの発生は難しいが、バンドギャップが 5.5 eV と非常に大きいため表面を水素終端させたダイヤモンド表面は安定した負の電子親和性状態となっている。

2.1.5 光電子放出

光電子放出は、物質の仕事関数以上に相当する光子を照射し、物質中の電子が励起されて物質から電子が放出される現象であり、電子源として用いる場合、その陰極を光陰極 (photo-cathode) と言う。光陰極は、照射する光に呼応して電子が放出されるため、特に高周波の電磁場によってパルス化した電子ビームを加速する加速器と相性が良く、近年、多くの加速器で光陰極電子源の利用が進んでいる。

金属表面からの光電子放出の模式図を図 8 に示す。

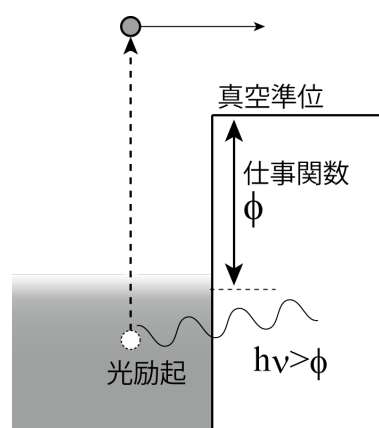


図 8: 金属表面からの光電子放出

量子効率 Quantum Efficiency (QE) はカソードの特性の中で最も重要なパラメータの一つであり、入射光子数と放出電子数の比で表され、励起

光のパワー P 、波長 λ 、発生した光電流 I として以下の式 (2.17) で表される。

$$Q.E. = \frac{I/e}{P/h\nu} \quad (2.16)$$

$$= 1.24 \times \frac{I[mA]}{\lambda[nm] \times P[W]} \quad (2.17)$$

現実的な励起光（レーザー装置）で大電流のビームを発生させるためには、量子効率の高い光陰極が必要となる。式 (2.17) から、例えば励起レーザー波長 532 nm を選び、その波長で QE が 0.01 (1%) の場合、10 mA のビームを得るためには約 2.3 W のレーザーパワーが必要となる。後で述べるが、QE は様々な要因で低下するため、QE の低下の早さと光陰極へ照射できるレーザーの最大出力の限界が目的の電流値を維持し続けられる時間を決めることになる。

2.2 光陰極の種類と特徴

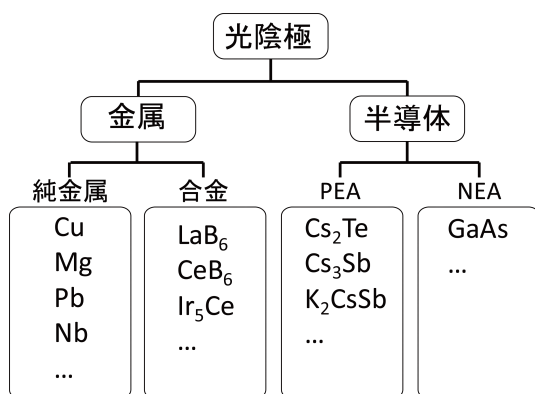


図 9: 光陰極の種類

光陰極には図 9 に示すように、大きく分けて金属と半導体があり、さらに金属は純金属と合金、半導体は正と負の電子親和性に分けて分類することができる。金属と半導体の大きな違いは、バンドギャップの有無であり、この違いが両者の光電子放出の性質（量子効率や応答性など）の違いに深く関わっている。

2.2.1 バンドギャップと電子親和性

イオン結合や共有結合で構成される物質の場合、最外殻電子の全ては原子間の結合に強く関与し、自由電子がほとんどない無状態となる。この結合に関与する電子は結合軌道に排他的、かつ空きの準位無く詰まって価電子帯を形成し、反結合軌道は全く電子で占有されていない伝導帯を形成している。価電子帯の上端 (valence band edge) と伝導帯の底 (conduction band edge) の間のギャップをバンドギャップ、このエネルギーをエネルギーギャップ E_g と呼ぶ。バンドギャップの領域は禁止帯とも呼ばれ、安定な電子軌道は存在しない。価電子帯の電子は E_g 以上のエネルギーを何らかの形で受け取り伝導帯へ移ることができない。

このようなバンドギャップをもつ物質について、電子親和性 χ は、伝導帯の底から見た真空準位の高さであり、通常は電子親和性は正の値を取るが、非常に大きなバンドギャップをもつ物質や、特殊な表面処理を行うことで負の状態となる物質も存在する。前者を正の電子親和性 Positive Electron Affinity (PEA) と呼び、後者を負の電子親和性 Negative Electron Affinity (NEA) と呼ぶ。

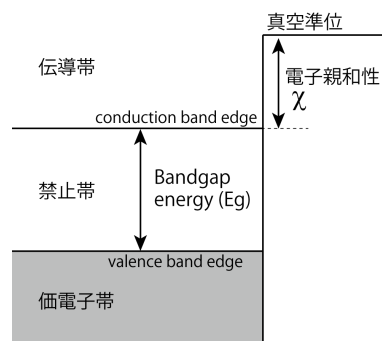


図 10: バンドギャップと電子親和性

2.2.2 PEA 光陰極

ほとんどの物質は電子親和性は正であり、これらの物質から効率良く光電子を得るためには、励起光のエネルギーは仕事関数よりある程度大きくする必要がある。代表的な金属および PEA に光陰極について表 5 にまとめる。

表 5: 代表的な光陰極（金属、PEA）とその特性。量子効率 は 代表的な数値。

物質	仕事関数	量子効率 (励起波長)	文献
<i>Cu</i>	4.59 eV	1.1×10^{-4} (262nm)	[23]
<i>Mg</i>	3.66 eV	2.1×10^{-4} (262nm)	[23]
<i>Cs₂Te</i>	3.5 eV (E_g : 3.3 eV)	0.15 (253nm)	[26, 27]
<i>Cs₃Sb</i>	2.05 eV (E_g : 0.45 eV)	0.15 (432nm)	[25]
<i>Na₂K₂Sb</i>	2.0 (E_g : 1.1eV)	0.1 (330nm)	[24, 28]
<i>K₂CsSb</i>	2.1 (E_g : 1.2eV)	0.1 (543nm)	[24, 28]

銅やマグネシウムは金属そのものであるため、電子銃の電極間の放電や真空状態が多少悪くても光陰極として機能し続ける利点がある。その一方で、仕事関数が大きいため光電子を得るためには紫外光が必要となり、量子効率も高いとは言えない。

Cs₂Te や *Cs₃Sb* などは、1 価の陽イオンと多価の陰イオンからなるイオン結合的な化合物と考えられ、電子の詰まった価電子帯と電子がほとんど無い伝導帯の間にバンドギャップを形成している。これらの物質の作成および維持には超高真空環境が必要となり、金属の光陰極よりも取り扱いが難しい欠点がある。しかし、表 5 にあるように、量子効率はおおよそ 3 桁高く、中には可視光で光電子を効率よく発生させることができる大きな利点を持っている。

ERL や高繰返し FEL などの高輝度電子銃で必要とされる連続した大電流ビームの生成を考えた時、高出力で安定した励起レーザー光源も同時に必要になることから、特に可視光領域の波長でも高い量子効率えられる *Cs₃Sb* や *K₂CsSb* などの光陰極は有力な候補として注目されている。[11]

2.2.3 NEA 光陰極

負の電子親和性表面を利用した光陰極として GaAs 半導体がよく知られている。不純物の無い GaAs 半導体は、仕事関数が約 4.7eV、バンドギャップが約 1.4 eV であり、図 11 の (a) に示すような状態となっている。この状態では、電子親和性はまだ正の状態である。この時、フェルミ準位はバンドギャップのほぼ中央にあり、表面が清浄な状態であれば不対電子から成る表面準位もほぼ同じ

高さで存在している。

これに対し、GaAs に例えば p 型の不純物 (Be や Zn 等) が加わると不純物との結合の間は電子が 1 つ足りない孔が生まれ、価電子帯に詰まっている電子は、その孔を隣に交換しながら物質の中を移動する事が出来るようになる。この時、フェルミ準位は価電子帯近傍にできる不純物準位と価電子帯の間に存在し、GaAs 表面では、不対電子の一部が不純物準位へ移動することによって内部のフェルミ準位と表面準位の高さを合わせる変化が起きる。この表面から内部への電子の移動によって表面のバンドは曲がり、GaAs 内部から見た真空準位はバンドが曲がった分だけ低くなる。(図 11 の (b))

さらに、真空中で清浄な GaAs 表面上に 1～数原子層のセシウムを蒸着し、酸素を適度に加えることで真空準位はさらに低下し、真空準位が GaAs 内部の伝導帯準位よりも低い負の電子親和性表面となる。(図 11 の (c))

前述の *Cs₂Te* や *K₂CsSb* の薄膜光陰極と異なり、この NEA 状態の GaAs 光陰極は、放出電子そのものは GaAs 結晶内部で励起されたものであり、表面に蒸着した 1～数原子層のセシウムから構成される層はポテンシャル障壁を下げて光電子の放出を助ける働きだけの層となっている。表面が NEA であるため、内部の伝導帯の底の電子も放出に寄与し、励起光のエネルギーがバンドギャップ相当の波長で QE が急速に立ち上がる。GaAs の場合、バンドギャップは約 1.4 eV であることから図 12 のように近赤外領域の光源で励起可能であり、そして量子効率も高い。

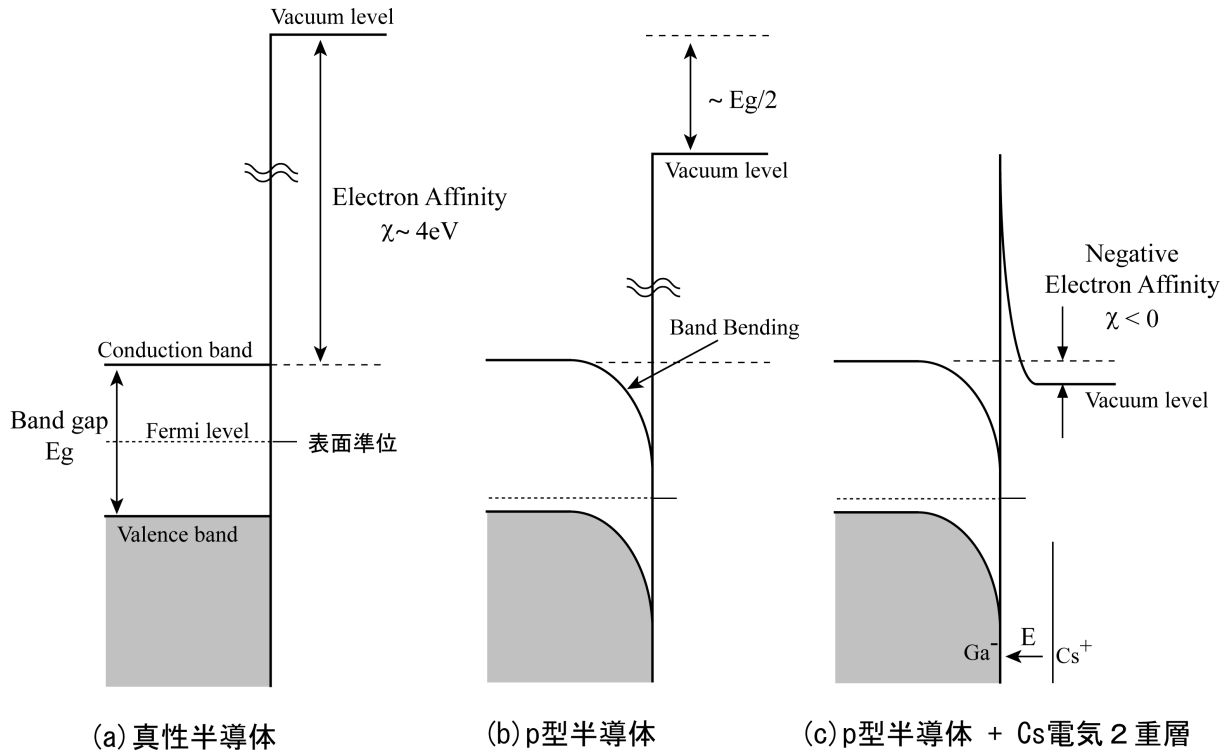


図 11: GaAs 半導体上の負の電子親和性表面の形成

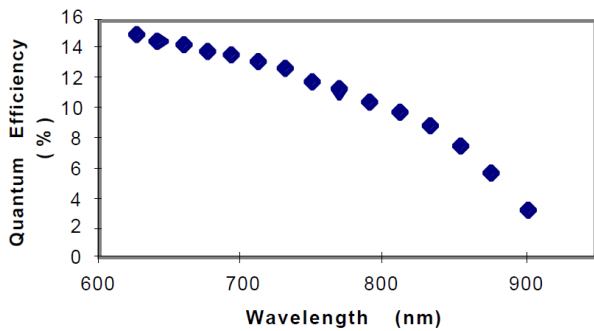


図 12: NEA の GaAs 光陰極の量子効率と励起波長の関係 [29]

2.3 光陰極における物質中の電子の振舞い (three step model)

本節では、主に光陰極内部の電子の振舞いについて説明する。光陰極からの電子放出は、以下の3つの過程を経て電子が放出される three-step model で説明される。[23]

- 電子の光励起

- 励起光の表面の反射
- 励起光の吸収長
- 脱出可能なエネルギーをもつ励起の効率
- 励起電子の移動・拡散
 - 平均自由行程
 - 表面へ移動するまでのエネルギー損失
- 陰極表面から真空への電子の脱出
 - 表面のポテンシャル step による反射

式 2.17 で示した光電子放出の効率である QE はそれぞれの項目について、励起確率 P_{ex} 、励起電子の表面到達確率 P_{tr} 、表面からの脱出確率 P_{esc} として、これら3項目の積として表現される。

$$Q.E. \propto P_{ex} \times P_{tr} \times P_{esc} \quad (2.18)$$

電子の光励起では、陰極の表面での励起光の反射率 R 、陰極物質内部での光の吸収長 α 、移動&拡散では、散乱過程とそれによって決まる励起電子の平均自由行程 l 、移動度 μ 、放出過程では、表面に到達できた励起電子のエネルギー E_k および運

動量 p_k 、ポテンシャル障壁の状態などがそれぞれの確率に関係している。

それぞれの過程について以下の節で概略を述べる。

2.3.1 光励起

物質に光を照射したとき、真空と物質の屈折率の違いにより表面で一部の光が反射する。そして、物質中へ侵入した光はその光の波長の吸収係数で決まる特徴的な深さで吸収され減衰し、その範囲で電子の励起が起きる。励起された電子のエネルギーは分布をもち、その内の、ポテンシャルエネルギーの壁を超える電子だけが光電子放出に寄与できる可能性が与えられる。

表面から深さ z の物質中において、 dz の領域で光電子放出に寄与できる可能性のある電子の発生量 $dN_{ex}(z)$ は、入射光の強度 I_0 は、光子のエネルギー $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ 、仕事関数 ϕ 、反射率 R_λ 、吸収係数 α_λ 、光電子放出に寄与できる励起割合 $G(\phi, h\nu)$ を用いて式 (2.19) のように表される。

$$dN_{ex}(z) = I_0(1 - R_\lambda) \times \exp\left(-\frac{z}{\alpha_\lambda}\right) G(\phi, h\nu) dz \quad (2.19)$$

物質表面での光の反射を考える。金属の場合、内部にある多数の自由電子の影響を受ける。電場中の自由電子の運動方程式は、

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -eE \quad (2.20)$$

x, E 共に $\exp(-i\omega t)$ で変動する条件で解くと

$$x = \frac{e}{m\omega^2} E \quad (2.21)$$

となる。これから電子1個が作る双極子モーメントは $-ex$ であり、分極 P はこれに電子密度 n_e をかけて求められる。

$$P = -n_e ex = -\frac{n_e e^2}{m\omega^2} E \quad (2.22)$$

電束密度 D は、分極 P 、物質の比誘電率 ϵ 、真空の誘電率 ϵ_0 と下記の関係にある。

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon \epsilon_0 E \quad (2.23)$$

この関係と式 (2.22) から、比誘電率 ϵ は電場の周波数 ω の関数として、以下のように表され、これを誘電関数と呼ぶ。

$$\epsilon = 1 - \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m \omega^2} \quad (2.24)$$

式 2.24 の誘電関数の値がゼロになる周波数をプラズマ周波数 ω_p と呼ばれている。

$$\omega_p \equiv \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}} \quad (2.25)$$

得られた誘電関数を元に、非磁性で等方的な物質中の電磁波の伝搬を考える。物質中の電磁波の方程式は、

$$\mu_0 \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = \nabla^2 E \quad (2.26)$$

と与えられることから、これを $E \propto \exp(-i\omega t + ikz)$ で変動する条件で解くと、以下ようになる。

$$\epsilon \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = k^2 \quad (2.27)$$

誘電関数 ϵ_ω はプラズマ周波数を境界として正と負の値を取るため、 k は実数または虚数となる。¹

k が虚数の場合、電磁波は $\exp(-|k|z)$ で減衰し、屈折率 $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon}$ も虚数となるため、真空側から媒質に対して光を垂直に照射する場合の反射率

$$R = \left| \frac{1 - n}{1 + n} \right|^2 \quad (2.28)$$

は1となる。

一般的な金属の電子密度は $n_e \sim 10^{22} [cm^{-3}]$ であり、この時のプラズマ振動数 ω_p はおよそ $5.7 \times 10^{15} /s$ 、波長に換算すると約 330 nm となる。つまり、金属内部から光電子を得るためには、自由電子による反射を少なくする点でも短波長の光が必要になる。

一方、自由電子がほとんど無い半導体等の場合では、プラズマ周波数は十分低い値となるため、長波長の光が物質内部へ侵入することが可能となる。GaAs 半導体の場合、波長 800nm で屈折率は約 3.7 であるため、入射光の約 1/3 が反射されることになる。

¹式 (2.20) には減衰項が入っていないが、実際には減衰項 $\frac{m}{\tau} \frac{dx}{dt}$ (τ は緩和時間) が入るために、誘電関数は複素数になり、 k も複素数となる。また、一般的には、誘電関数はフォノン (TO) と電磁波の相互作用等も含んだものとして定義され、低周波側で再び正の値を取る。

2.3.2 散乱

物質内で励起された電子は、物質内でランダムに散乱しながら移動（拡散）する。ここでは再び金属中の自由電子について考えてみる。電場 E と磁場 B の中の電子に作用する力 F は、

$$F = m \frac{dv}{dt} = -e(E + v \times B) \quad (2.29)$$

となる。 E が一定で $B = 0$ の場合、式 (2.29) を積分すると、下記ようになる。

$$v(t) - v(0) = -\frac{eEt}{m} \quad (2.30)$$

$t=0$ での初速度を $v(0)$ とした。

一方、電場によって生じた電流の密度 i は、電子密度 n と電場によって増加した速度 v より

$$i = n(-e)v \quad (2.31)$$

と表される。式 (2.30) では速度は増加の一途をたどるが、実際には物質中で様々な散乱が起き、 v は一定となり定常な電流が流れる。平均的な衝突時間（緩和時間）を τ とすると、式 (2.30)(2.31) から

$$i = \frac{ne^2 E \tau}{m} \quad (2.32)$$

と表わすことができる。また電流密度 i は、電気伝導率 σ を使って表わすと、以下のように表されることから、

$$i = \sigma E \quad (2.33)$$

電気伝導率 σ と緩和時間 τ の関係は以下の式で表わすことができる。

$$\sigma = \frac{ne^2 \tau}{m} \quad (2.34)$$

実際に銅についての室温条件の電子密度 $n_e = 8.45 \times 10^{28} m^{-3}$ 、電気伝導率 $\sigma = 5.88 \times 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$ から緩和時間 τ をこの式から見積ることができる、その値はおよそ $2.5 \times 10^{-14} s$ となる。

後で述べるが、常温では散乱の影響を受ける電子はフェルミエネルギー ϵ_F 近傍の電子に限られる。フェルミエネルギー近傍の電子の速度は以下のフェルミエネルギーを用いて表される速度 v_F で動き回っていると考えることができる。

$$v_F = \sqrt{\frac{2\epsilon_F}{m}} \quad (2.35)$$

この v_F と緩和時間 τ の積が、平均自由行程 l を与えてくれる。銅のフェルミエネルギーは $\epsilon_F = 7.0 eV$ であるので、室温での平均自由行程は $l \sim 3.9 \times 10^{-8} m$ となる。

ここで求めた平均自由行程 l は、様々な散乱過程を含んだ値であり、それぞれの散乱過程の平均自由行程を l_a, l_b, l_c とすると

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{l_a} + \frac{1}{l_b} + \frac{1}{l_c} + \dots \quad (2.36)$$

となる。

以下では、電子-電子散乱について少し考えてみる。フェルミエネルギーに対して温度が十分低い場合 ($k_B T \ll \epsilon_F$)、フェルミエネルギー近傍領域を除く低エネルギー側の大多数の電子は空きの準位が無いために状態が変えられない。そのため、フェルミエネルギーよりも $\epsilon_1 \sim k_B T$ だけエネルギーの高い電子と他の電子との散乱は、図 13 で示すようにフェルミエネルギーから ϵ_1 だけ低いエネルギーの範囲内（図の破線円より外側）にある電子に限られる。

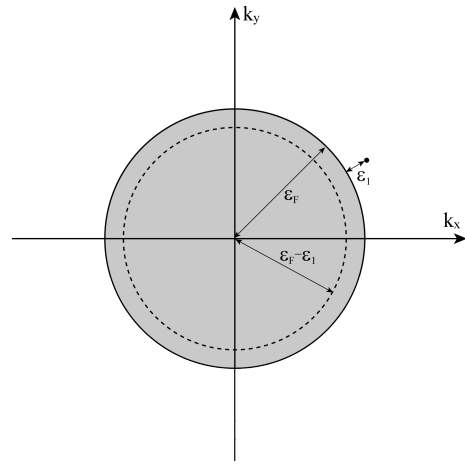


図 13: 電子の散乱条件 (1)。フェルミ面から外側にエネルギー ϵ_1 離れた電子は、破線円の外側の電子とのみ散乱ができる。

全体に対する散乱が許される領域にある電子の割合は以下のように見積られる。

$$\frac{\epsilon_F^3 - (\epsilon_F - \epsilon_1)^3}{\epsilon_F^3} \sim \frac{\epsilon_1}{\epsilon_F} \quad (2.37)$$

さらに、散乱が許されるそのわずかな範囲の電子との散乱も、散乱後に両者の状態がフェルミ球

の外側の領域であること、および運動量の保存条件が要請される厳しい制約を受ける。例えば、図 14 で示すように始状態の 2 つの電子（電子 1、2）の散乱を考えると、図中の散乱重心 (CM) を中心とした破線円と CM を通る直線の交点上が運動量とエネルギーが保存する条件であり、終状態（電子 3、4）がともにフェルミ面の外側へ遷移できる領域が限られることがわかる。この制約によって、さらに散乱の有効な断面積が $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_F}$ 程度となる。[21]

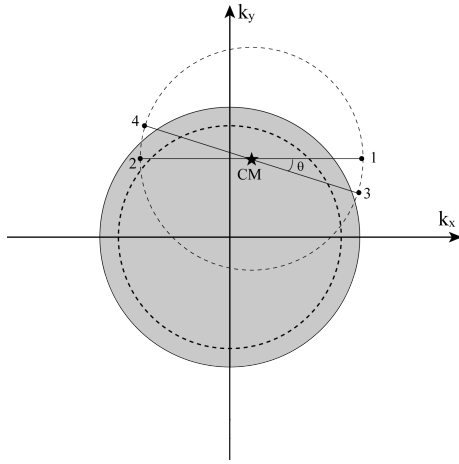


図 14: 電子の散乱条件 (2)。2 つの電子（始状態 1,2）の重心 (CM) を中心とした破線円は、運動量およびエネルギー保存を満たす条件であり、終状態 3,4 が共にフェルミ面の外側に存在できる散乱角 θ の領域は限られている。

この 2 つの制約によって実効的な電子-電子衝突の断面積 σ_{eff} は、制約の無い場合の電子-電子相互作用の断面積 σ_0 を使って近似的に下記のように表される。

$$\sigma_{eff} \approx \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_F}\right)^2 \sigma_0 \quad (2.38)$$

標準的な金属では $\sigma_0 \sim 10^{-19} [m^2]$ であることから、室温では電子間の衝突の平均自由行程 $l = \frac{1}{n_e \sigma} \sim 10^{-6} [m]$ 程度² となる [21]。

一方で、光励起によって十分大きなエネルギー ($h\nu \sim \epsilon_F$) を得た電子の場合、実効的な断面積は σ_0 に近づき大きくなり、電子-電子散乱による平均

² この値は、式 (2.32) から室温の銅の場合の平均自由行程を求めた値よりも 10 倍以上大きい。この違いは、常温では電子-フォノン間の衝突が支配的であることに由来する。

自由行程は著しく減少する。実際の金属の光陰極において波長 250 nm ($h\nu \sim 5$ eV) の光で励起した時、室温の場合 ($k_B T \sim 25$ meV) と比べ励起直後の電子の電子-電子散乱による平均自由行程は式 (2.38) に従うと $l \sim 10^{-10} [m]$ 程度と非常に短くなり、全散乱の中で電子-電子散乱が支配的になる。

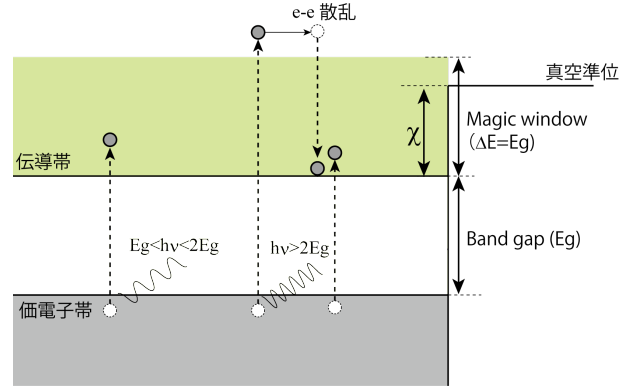


図 15: バンドギャップとマジックウィンドウの関係。伝導帯中のマジックウィンドウと呼ばれる領域 (図中の緑の領域) では電子-電子散乱の影響が無くなる。

次に、バンドギャップをもつ光陰極について考えてみる。バンドギャップの中には電子が安定に存在できる軌道が無いいため、伝導帯の底からバンドギャップエネルギー E_g に相当するエネルギーの領域にある励起された電子（図 15 中の緑色の領域）は、価電子帯の電子と散乱することができない。そのため、この領域では金属の場合に問題となった励起電子に対する電子-電子散乱の影響が無くなり、金属と比べ励起電子の平均自由行程は飛躍的に長くなる。この領域はマジックウィンドウと呼ばれている。バンドギャップエネルギーの 2 倍以上の光子でマジックウィンドウよりも高い準位に励起させた場合は、価電子帯の電子を励起させる散乱が可能になるため、再び平均自由行程は短くなる。

PEA 陰極の場合では、図 15 に示すような状態となっている。注目すべき点は、電子親和力 χ がマジックウィンドウの幅 E_g よりも小さい場合、その差の分だけ真空準位からマジックウィンドウが見える部分にあり、この範囲の励起電子は脱出可能なエネルギーを持ちながら平均自由行程も長い

ため、表面から深い位置で励起された電子に対しても脱出の可能性を与えている。

さらに、NEA 陰極の場合では、伝導帯の底の準位から上の全てのマジックウィンドウ領域が真空準位から見えているため、さらに脱出できる可能性が高くなる。

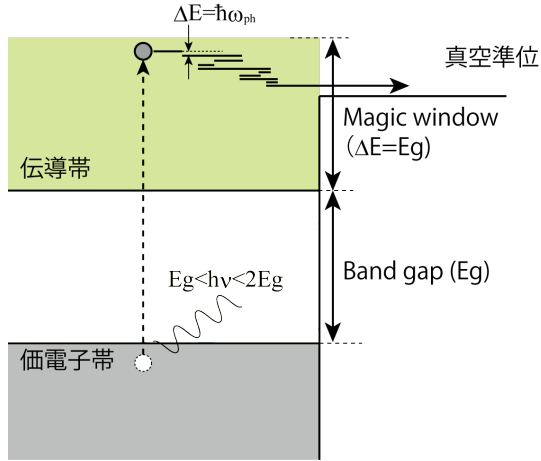


図 16: 電子-フォノン散乱。フォノンのエネルギーは低いため、1 度の散乱（フォノン放出）のエネルギー損失は少ない。一方でフォノンは大きな運動量をもつため、散乱前後の運動量の向きの変化が大きい。

マジックウィンドウ中の電子は、電子との散乱の影響はなくなったものの、格子振動による散乱は起きる。格子振動を量子化した粒子はフォノンと呼ばれ、電子との散乱を電子-フォノン散乱という。フォノンの角振動数を ω_{ph} としたとき、エネルギーは $\hbar\omega_{ph}$ で表わされる。多くの物質でフォノンの周波数は低周波領域から数 $\sim 10 THz$ の領域に存在する。5 THz のフォノンのエネルギーはおよそ 20 meV に相当する。フォノンはボーズ・アインシュタイン統計に従い、室温 ($k_B T \sim 25$ meV) では多くのモードで多数のフォノンが励起された状態として物質内に存在している。式 (2.35) の後で見積った室温の銅の自由電子の散乱の大部分はフォノンとの散乱であり、室温における電子-フォノン散乱の平均自由行程は $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 程度であると考えられる。1 度の散乱で $\hbar\omega_{ph} \sim$ 数 10 meV のエネルギーを失い、散乱を繰り返しながら伝導

帯を移動することになる。³

電子の散乱の原因には、他にも不純物や格子欠陥によるものがあり、これらもカソードの光電子放出の性質を考える上で重要であるが、割愛する。

2.3.3 脱出

表面に到達した電子が真空中へ脱出する時、電子は表面で急峻なポテンシャル変化を感じることになる。この過程の本質は、量子力学でおなじみの 1 次元の step function 型ポテンシャル問題で理解できる。

解くべき波動方程式は、下記で与えられ、図 17 のようになる。電子はポテンシャルの井戸側からポテンシャル障壁に向けて進み、障壁で反射と透過に分かれる。フェルミエネルギーもしくは伝導帯の底を基準として、表面に到達した電子のエネルギーを E とし、仕事関数もしくは電子親和力の大きさを V_0 の値として採用する。

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dz^2} + V(z)\psi = E\psi \quad (2.39)$$

$$V(x) = \begin{cases} 0 & (z < 0), \\ V_0 & (z > 0). \end{cases} \quad (2.40)$$

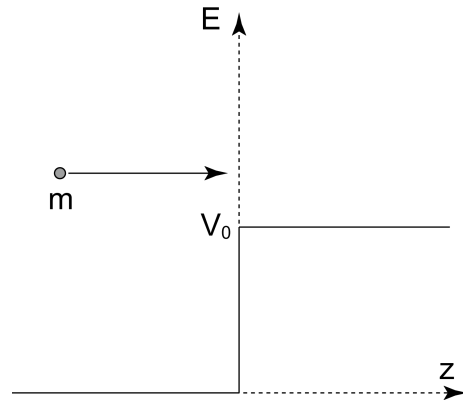


図 17: 1 次元の step function 型ポテンシャル。

³フォノンは励起光子のエネルギーと比べエネルギーは低いものの、光子のもつ運動量 $p = h/\lambda$ と比べると運動量は大きく、散乱前後で電子の運動量の向きは大きく変化する。フォノンの運動量は $p_{ph} = \sqrt{2ME}$ で M は格子を構成する原子の質量。

2つの領域の波動関数の解が境界で連続になるように解き、確率の流れの密度の式 (2.41) から入射、反射、透過の確率の流れ密度を求める。

$$j = \frac{\hbar}{2im} (\phi^* \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \phi^*}{\partial z} \phi) \quad (2.41)$$

透過率を E と V_0 で表記すると、式 (2.42) のようになり、これをグラフにすると図 18 のようになる。

$$T = \frac{4\sqrt{E(E-V_0)}}{(\sqrt{E} + \sqrt{E-V_0})^2} \quad (2.42)$$

これからわかるように、入射エネルギーがポテンシャル障壁 V_0 より 1 割程度大きい場合でもポテンシャルの境界で 3 割程度反射されてしまう。

実際の 3 次元座標を考慮すると、 z 軸方向成分のエネルギーが障壁のポテンシャルエネルギーを超えた場合にのみ脱出の可能性が与えられるため、励起電子全体に対して透過できる電子はさらに減少する。

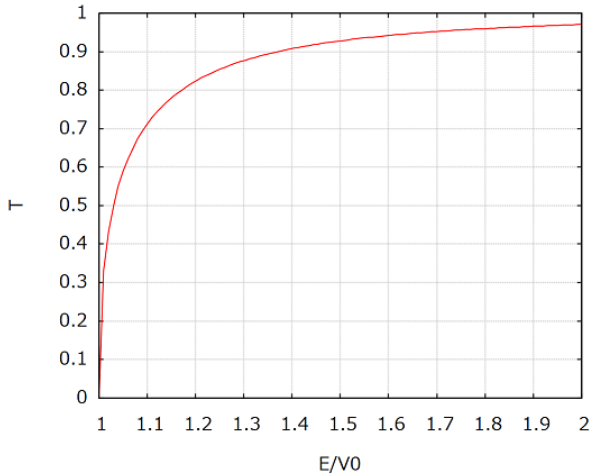


図 18: 透過率のエネルギー依存性。横軸はポテンシャル高さ V_0 で規格化した電子のエネルギー。

2.3.4 応答性

短パルスの光励起で発生する電子バンチの長さは、励起の範囲（励起光の吸収長）、励起光の波長、散乱の種類と平均自由行程（バンドギャップ

の有無）、電子親和性によって決まる。以下では非常に大雑把であるが、陰極の種類によってどの程度の応答速度の違いがあるかを見積る。

金属の場合は、前述したように励起電子は電子-電子散乱の影響を受けるため電子の平均自由行程は短く、かつ一度の散乱で大きなエネルギーを失うために、金属表面から放出される光電子の殆どが平均自由行程の長さに相当する深さで励起された電子であると考えられるため、応答性は非常に早い。

仕事関数より高いエネルギーで励起された電子の平均自由行程は、図 13,14 で $\epsilon_1 \sim \epsilon_F$ とした場合であり、 σ_{eff} は σ_0 の数 $\sim 1/10$ 程度になると推測されるため、 $l \sim 10^{-9} [m]$ であると考えられる。数 eV の電子の速度 v_e は $\sim 10^6 [m/s]$ であるから、これから見積られる応答時間 τ_{res} は、

$$\tau_{res} = \frac{l}{v_e} \sim 10^{-15} [s] \quad (2.43)$$

と非常にはやい。

PEA 陰極の場合は、Magic window の影響があるため放出できる電子は $h\nu - \chi > 0$ の条件を満たすだけの複数回のフォノンとの散乱が許容される。よって、放出可能な電子の実効的な走行距離 L は、電子-フォノン散乱の平均自由行程 l_{ph} 、1 度の散乱で失うエネルギーの平均値 $\hbar\omega_{ph}$ としたとき、

$$L = l_{ph} \times \frac{h\nu - \chi}{\hbar\omega_{ph}} \quad (2.44)$$

$$\sim 10^{-6} [m]$$

この距離を v_e で割った値がおよその応答時間 ($\tau_{res} \sim 10^{-12} [s]$) となる。

NEA 陰極の場合は、伝導帯の底の電子も放出できるため、散乱回数の制限は無くなり電子の実効的な走行距離 L は非常に長くなる。伝導帯の底の電子はフォノンとの散乱さえも制限を受けるため l_{ph} も非常に長くなるため、光励起の侵入長相当から散乱によるランダムウォーク（拡散）によってその一部が表面へ移動する。したがって、電子が発生する領域の深さ $L_g [m]$ と伝導帯電子の拡散係数 $D [m^2/s]$ で関係づけられる時間 $\tau [s]$

$$\tau = \frac{L_g^2}{D} \quad (2.45)$$

および電子-正孔の再結合時間 τ_{rec} によって応答速度が決まると考えられる。

伝導帯電子の拡散係数 D と移動度 μ の間には、以下のアインシュタインの関係式 (2.46) で関係づけられる。

$$D = \frac{\mu k_B T}{e} \quad (2.46)$$

これから、表面まで拡散によって到達できる距離 L_D は、下記のようになる。

$$L_D = \sqrt{D\tau_{rec}} = \sqrt{\frac{\mu k_B T \tau_{rec}}{e}} \quad (2.47)$$

つまり表面から深さ L_D の範囲で励起された電子が放出に寄与する。

応答性は、伝導帯の電子の寿命である再結合時間 τ_{rec} が指標になるが、光励起する範囲を $L_g < L_D$ となるように限定すれば、光励起できる電子数は減少するものの、応答時間は式 (2.45) に従って短くすることができる。

GaAs 半導体の場合、 $T=300$ K, p 型ドープ密度 $10^{19} [cm^{-3}]$ で $\mu \sim 1 \times 10^3 [cm^2/Vs]$ 、 $\tau_{rec} \sim 180 ps$ であることから、 $L_D \sim 700 nm$ となる [37, 38]。

実際に NEA 表面の GaAs 光陰極に対して短パルスのレーザーで励起した場合の電子ビームの応答性について、様々な条件下で測定がなされている [33, 39–41]。

2.4 電子放出と外場・自己場の影響

2.4.1 ショットキー効果

金属表面から電子が放出すると、放出された電子は金属内部の鏡像電荷を見ることになる。真空中へ放出された電子がこの鏡像電荷によって受ける引力は、表面からの距離を z として下記の式で表わされる。

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2z)^2} \quad (2.48)$$

したがって、この力に対するポテンシャルは金属内部の井戸ポテンシャルと合わせ式 2.49 のようになり、図 19 のような形となる。

$$W = W_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} \quad (2.49)$$

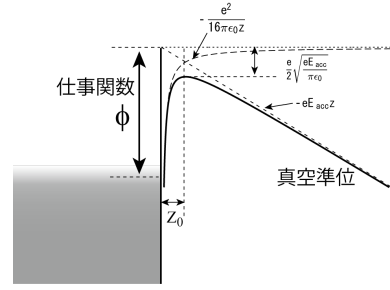


図 19: 加速電界と鏡像電場によってポテンシャル障壁の高さが減少する。

この式では、 $z = 0$ のカソード表面で無限大の深さのポテンシャルとなるが、現実の仕事関数は有限であるため、金属の格子サイズよりも十分 z が大きい場合に式 (2.49) が成り立ち、 $z = 0$ のカソード表面近傍では $z = 0$ で W_0 に接続するようなポテンシャルになっていると考えるのが自然である。

さらに、実際の電子源ではほとんどの場合、カソード表面に対して電子を加速する電場が加えられている。カソード表面の加速電場 $-E_{acc}$ が加えられている時、カソードから放出された直後の電子が感じるポテンシャル障壁は下記の式で表わされる。

$$W = W_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eE_{acc}z \quad (2.50)$$

式 2.50 は以下の $z = z_0$ の位置で最大値となり、実効的なポテンシャルの深さ W' は、式 2.52 と表わすことができる。

$$z_0 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0 E_{acc}}} \quad (2.51)$$

$$W' = W_0 - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE_{acc}}{\pi\epsilon_0}} \quad (2.52)$$

2.4.2 空間電荷制限

カソード面から大きなビーム電流でビームを引き出す場合、電極間のビーム電荷によって作られる電場の影響でカソード面の電場が弱くなる影響が現れてくる。カソードから放出されたばかりの電子はエネルギーが低いいため、カソード表面の電

場がキャンセルされるとそれ以上カソード面からビームを引き出すことができなくなる。この電子放出に対する制限を空間電荷制限と呼ぶ。

真空中において z 軸に垂直で互いに平行な陰極と陽極があり、陰極 ($z = 0, V = 0$) で発生した電子ビームが陽極 ($z = d, V = V_a$) に向けて進む定常の直流電子ビームを考える。ある位置 z においてエネルギー $E = eV(z)$ 、電荷密度 ρ の電子ビームについて、ポアソン方程式 (2.53) は、式 (2.54), (2.55) より (2.56) のようになる。

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0} \quad (2.53)$$

$$I = -\rho(z)v(z) \quad (2.54)$$

$$v(z) = \sqrt{\frac{2eV(z)}{m}} \quad (2.55)$$

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = \frac{I}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V(z)^{-1/2} \quad (2.56)$$

ここで、両辺に $2(dV/dz)$ をかけて積分すると、下記の式が得られる。

$$\left(\frac{dV(z)}{dz}\right)^2 = \frac{4I}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{1/2} + C_1 \quad (2.57)$$

陰極表面では $V=0$ であり、電荷引き出し制限状態では電界 (dV/dz) = 0 となるときのから、 $C_1 = 0$ となる。これをさらに積分すると下記の式となる。

$$\frac{4}{3}V(z)^{3/4} = 2\sqrt{\frac{I}{\epsilon_0}} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/4} z + C_2 \quad (2.58)$$

この場合でも、 $z=0$ で $V=0$ の条件より $C_2 = 0$ 。よって陰極表面の加速電場が打ち消されるとき、定常な直流ビームの電流密度 I は、陽極が決める境界条件 ($z = d, V = V_a$) より下記のようなになる。

$$I = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V_a^{3/2}}{d^2} \quad (2.59)$$

式 (2.59) はチャイルド・ラングミュアの式と呼ばれる。(電流制限値が電圧の $3/2$ 乗に従うため $3/2$ 乗則とも呼ばれる。)

2.4.3 Surface photo-voltage effect

半導体陰極を使用する場合に観測されている現象で、表面に形成されたバンドの曲がりの部分にエネルギーを失って放出できない電子が蓄積することによって、表面のポテンシャル障壁が高くなり、放出効率が低下する現象が起きる。この現象は、表面に蓄積した電子が価電子帯のホール (正孔) と再結合して消滅する以上に多くの脱出できない励起電子が表面に流れ込んだ場合に発生する (図 20)。

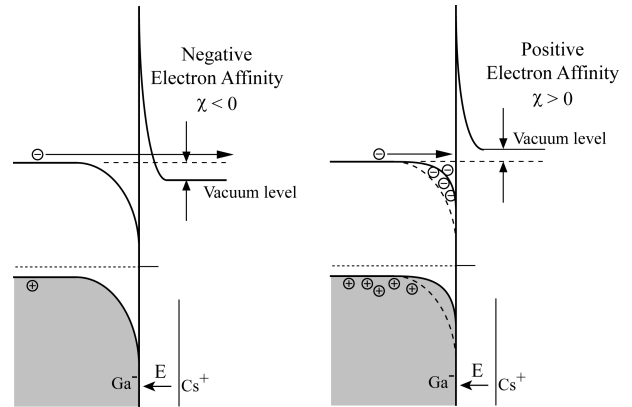


図 20: 表面層内部に蓄積した電子によりバンドの曲がりが減り、その分真空準位が上昇する。PEA 状態になると伝導帯の底の電子は脱出できなくなる。

特に、GaAs 半導体の場合にこの現象が発生し、蓄積電荷量が表面のバンドの曲がり形成していた移動電荷量相当に近づくと NEA の状態から PEA の状態へと移るために、伝導帯の底の電子が脱出できなくなり著しく電子放出効率が低下する現象が発生する。[47]

価電子帯の正孔から見ると表面のバンドの曲がりは障壁ポテンシャルに見えるため、再結合を促すためにはバンドの曲がりを見えなくする、障壁を薄くすることが効果的である。GaAs 半導体の場合は、バンドの曲がりは NEA 表面形成に不可欠であるため、p 型不純物のドーピング密度を高くすることによって Surface photo-voltage effect を緩和する。

バンドの曲がりの領域 d は、不純物密度 N_D 、比誘電率 ϵ 、価電子帯の上端と表面準位の差 $\delta\phi$ を用

いて以下の式で与えられる [48]。

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\delta\phi}{eN_D}} \quad (2.60)$$

GaAs 半導体光陰極では、表面 5nm 程度の厚さに $10^{19}/\text{cm}^3$ の密度で p 型不純物をドーピングすることによって、バンドの曲がり領域を薄く限定することで、surface photo-voltage の影響を抑え、電流密度 $\geq A/\text{cm}^2$ の電子ビームの発生を可能としている。

2.5 カソードと放出ビームのエミッタンス

陰極から放出された電子ビームが最初から持っているエミッタンスを、熱エミッタンス (thermal emittance) または intrinsic emittance と呼んでいる。z 方向へ進むビームに対して x 軸方向の規格化エミッタンスは以下の式で定義される。

$$\varepsilon_{n.rms} = \beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x \cdot x' \rangle^2} \quad (2.61)$$

$$= \frac{1}{mc} \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x \cdot p_x \rangle^2} \quad (2.62)$$

平坦な陰極形状の場合、位置と運動量の間に相関が無いことから、 $\langle x \cdot p_x \rangle^2$ の項はゼロとなる。最初の項の $\langle x \rangle$ はビーム放出部のサイズ σ_x 、x 方向のエネルギー $E_x = p_x^2/2m$ とすると、

$$\varepsilon_{n.rms} = \sigma_x \sqrt{\frac{2E_x}{mc^2}} \quad (2.63)$$

と表される。y 軸方向も同等 ($E_x = E_y$) であるから、 $2E_x$ を横方向のエネルギーとして mean transvers energy (MTE) と呼び、陰極が本質的にもつエミッタンスの評価基準として通常この MTE を用いている。(この MTE を $k_B T$ と書いて温度で表す場合もあることが、熱エミッタンスと呼ばれる所以である。)

単位面積当たりの熱エミッタンスの大小は、陰極から電子が放出されるとき電子の横方向のエネルギーの平均値で決まり、前述した様々な陰極に対して放出される電子のエネルギー分布が異なるため、極めて低いエミッタンスビームの生成を目標とする場合、陰極の選択は本質的に重要となる。

光陰極の場合、電子がポテンシャル障壁を超えて真空中へ出てくるためには余剰な励起エネルギー ($h\nu - \phi$) を得る必要があり、この余剰エネルギーは、x,y,z 方向へ分配される。図 21 に脱出可能な光励起を受ける範囲 ($\mu \sim W - h\nu$) および励起後の電子の z 方向のエネルギー ϵ_z および x,y 方向のエネルギー $\epsilon' = \epsilon_x + \epsilon_y$ の関係を示す。脱出可能

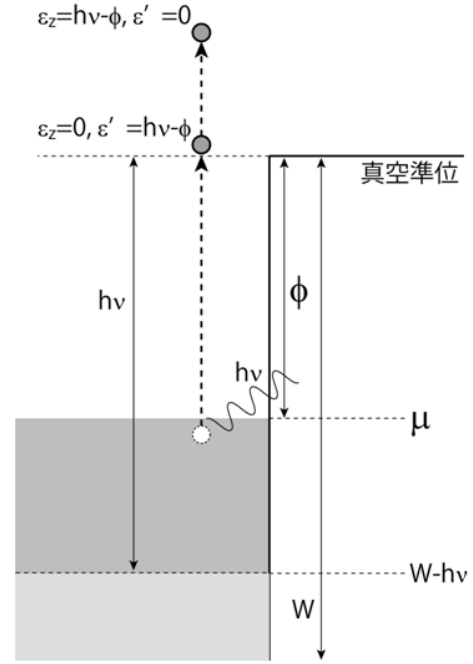


図 21: 光励起後の脱出可能範囲の電子の z 方向のエネルギー ϵ_z および x,y 方向のエネルギー $\epsilon' = \epsilon_x + \epsilon_y$ の関係。

なエネルギーを得る電子の数 N は、下記のように表わされる。

$$\begin{aligned} N &= \frac{4\pi m}{h^3} \int_{W-h\nu}^{\infty} d\epsilon_z \int_0^{\infty} d\epsilon' f(\epsilon_z + \epsilon') \\ &= \frac{4\pi m}{h^3} \int_{W-h\nu}^{\mu} d\epsilon_z \int_0^{\mu-\epsilon_z} d\epsilon' \\ &= \frac{4\pi m}{h^3} \frac{(h\nu - \phi)^2}{2} \end{aligned} \quad (2.64)$$

$f(\epsilon)$ は式 (2.3) のフェルミ分布関数であり、ここでは簡単のため $\epsilon > \mu$ の場合はゼロ、 $W - h\nu < \epsilon < \mu$ の場合は 1 として計算し、励起可能な範囲 $W - h\nu < \epsilon < \mu$ の状態密度は一定として計算している。

この条件のもと、横方向エネルギー ϵ' の平均値は、以下のように求められる。

$$\begin{aligned} \langle \epsilon' \rangle &= \frac{4\pi m}{h^3 N} \int_{W-h\nu}^{\infty} d\epsilon_z \int_0^{\infty} \epsilon' d\epsilon' f(\epsilon_z + \epsilon') \\ &= \frac{4\pi m}{h^3 N} \int_{W-h\nu}^{\mu} d\epsilon_z \int_0^{\mu-\epsilon_z} \epsilon' d\epsilon' \\ &= \frac{4\pi m (h\nu - \phi)^3}{h^3 N \cdot 6} \end{aligned} \quad (2.65)$$

$$= \frac{h\nu - \phi}{3} \quad (2.66)$$

したがって放出電子がもつ MTE は $(h\nu - \phi)/3$ と見積られる。

金属の光陰極では、内部で散乱せずに出てくる電子が大部分であることから、MTE はほぼこの値に近い値となる。PEA や NEA 光陰極では、内部で散乱しエネルギーを失った電子も放出できることから、MTE は余剰分の $(h\nu - \phi)/3$ より低い値を取りうる。

陰極の熱エミッタンスの測定を行う場合、ビーム発生源からビームモニターまでの間で空間電荷効果によってエミッタンスが増大しないよう、非常に小さなパンチ電荷、ビーム電流となるように励起光を調整する。また、エミッタンスは式 (2.63) からわかるようにビーム発生源サイズに依存するため、測定したエミッタンスに対してビームサイズで割った値から単位面積当たりの熱エミッタンス、MTE を求めることができる。より正確性を求めるために、いくつかの異なるビームサイズでエミッタンスを測定し、エミッタンスのビームサイズ依存性から熱エミッタンスあるいは MTE を求める方法が一般的に用いられている。

NEA 表面の GaAs 陰極や PEA 陰極から放出される電子について、様々な条件で熱エミッタンス、MTE の測定が行われている [33–36]。

表 6: 各カソードの MTE 比較。測定時の QE については文献参照。

励起波長	GaAs [33]	CsK ₂ Sb [35]	Cs ₃ Sb [36]
860 nm	30 meV	-	-
532 nm	113 meV	160 meV	160 meV

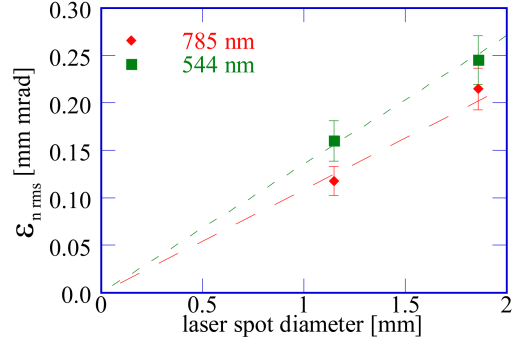


図 22: NEA-GaAs 陰極の熱エミッタンスの波長依存性。[34]

2.6 光陰極の寿命

光陰極を利用する上でおそらく最も気を使うことになる課題が光陰極の寿命である。陰極材料が金属や合金などそのもの自身が化学的に安定なものであれば、あまり気にする必要はなくなるが、高い QE をもつアルカリ金属元素をベースとした PEA 光陰極や、半導体基板上に数原子層のアルカリ金属膜を蒸着して得られる NEA 表面などは、その物質自体が超高真空中で原子的に清浄な基板の上でしか得ることができないものがほとんどである。

これまでの様々な報告の中から特徴的なデータをここで紹介する。以下では光陰極の寿命と言った場合、下記の式で与えられる τ に相当する時間のことを言う。

$$QE(t) = QE_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.67)$$

2.6.1 残留ガスとカソード寿命

残留ガスの中には、カソード表面に蒸着された電子放出に不可欠な薄膜に対して化学的に活性な分子があり、これらとの反応により薄膜が変質し、光電子放出の効率が著しく低下する場合がある。一つの例として、GaAs 上に Cs の蒸着によって得られる NEA 表面について、真空中の残留ガスのうち、水分の分圧 P_{H_2O} が増加すると寿命が短くなる報告があり [42]、その関係は下記の式で表さ

れる結果となっている。

$$\tau [\text{sec}] = 7800 \times \left(\frac{P_{H_2O} [\text{Pa}]}{10^{-8}} \right)^{-1.01} \quad (2.68)$$

水分の分圧 $P_{H_2O} = 1 \times 10^{-10} \text{ Pa}$ の場合、寿命は約 230 時間となる。

同様に CO , CO_2 等についても分圧に応じて寿命が低下する結果も報告されている。 CH_4 や Ar などの化学的に活性が低いもしくは不活性なガスに対しては、高真空状況下では寿命の低下の影響は小さい [43]。

このように電子ビームの発生とは無関係の主に真空環境で決まる寿命は、ビーム発生時の寿命と区別するため、dark lifetime という場合がある。

2.6.2 イオン衝撃の問題

光陰極の寿命は残留ガスとの化学的な反応の他に、電子銃から電子ビームを供給するとき、電子銃内部および下流のビーム軸上でビームと気体分子の衝突によって発生したイオンが電子銃へ逆加速し、光陰極表面を衝撃することによって薄膜の変質、破壊が発生する現象が起きる。

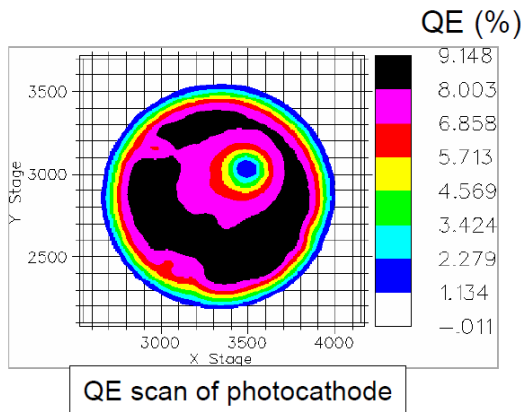


図 23: イオン衝撃によって局所的に QE が低下した光陰極の例。[46]

電極間 d のビーム軸上に発生するイオンの電流密度 i_i は、電子ビームの電流密度 i_e 、気体分子密度 n 、分子のイオン化断面積の平均値 $\bar{\sigma}$ とすると、以下ようになる。

$$i_i = i_e n d \bar{\sigma} = \frac{i_e p d \bar{\sigma}}{k_B T} \quad (2.69)$$

圧力と分子密度の関係 (3.7) を使った。

イオン衝撃による量子効率の低下は、電極間で発生するイオンの積算量に依存し、それは式 (2.69) の積算で決まる量となるため、ビーム運転時のカソード寿命を時間ではなく引出し電荷量で評価することが多い。

JLAB の CEBAF 加速器は、1995 年より NEA-GaAs 型の光陰極を利用したスピン偏極電子銃から数 $10 \sim 100 \mu A$ 級の電子ビームを供給しており、イオン衝撃による QE の低下についての多くの研究が進められた [44, 45]。加速電圧 100 kV、圧力 $7 \times 10^{-10} \text{ Pa}$ 、 $d = 6 \text{ cm}$ の条件で測定された引出し電荷寿命では、電子ビームの引出し位置が電極が作る電界の中心 (electrostatic center) にあるとき、電極間で発生したイオンが引出し位置へ集中して戻るために、引出し電荷寿命はおよそ 10 Coulomb 程度であるが、中心部から離れた場所では寿命は数 100 Coulomb まで伸びる結果が得られている [45]。この寿命のことを charge lifetime または運転条件に依存することから operational lifetime とも呼ばれている。

ERL では、電子銃より mA 以上のビームを供給することから、このイオン衝撃による QE 低下の影響は非常に大きい。イオン衝撃による QE の低下の問題を根本的に抑制するためには、電子銃および電子銃近傍の真空を良くすることが重要となる。

3 真空

電子銃では、高電圧の保持、陰極の劣化を防ぐために高～超高真空が必要になる。特に後者については、大電流 (CW) かつ低エミッタンスのビーム生成を可能とする高 QE 光陰極は超高真空環境でのみ安定に作製でき機能する。そして大電流の電子ビームを陰極から発生する場合、電子銃および近傍のビーム軌道上の気体分子は電子との衝突によって電子し、そのイオンが陰極へ加速・衝撃することによって陰極表面を破壊する問題が深刻になるため、電子銃を長時間運転する上で真空は最も重要な課題となっている。

この章では、真空に関する基本的な概念と、電子銃およびその周辺装置に要求されている超～極

高真空の生成技術に関して述べる。

3.1 平均自由行程

気体の分子はランダムな熱運動をしており、温度 T 、分子の質量 m 、分子の速度 v とすると、その速度分布は以下のマックスウェル分布関数 $f(v)$ によって与えられる。

$$f(v)dv_x dv_y dv_z = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (3.1)$$

極座標系に変形し、角度成分について積分すると式 (3.2) のようになる。

$$\begin{aligned} &= \int \int \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \\ &\quad \times v^2 \sin\theta dv d\theta d\phi \\ &= \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) dv \quad (3.2) \end{aligned}$$

これから、平均速度は以下のように求められる。

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \frac{\int_0^\infty v f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} \\ &= \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (3.3) \end{aligned}$$

$$= 146 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (3.4)$$

T は温度、 M は分子量である。

常温 ($T = 300\text{K}$) で、窒素 (分子量 28) の平均速度は、およそ $4.8 \times 10^2 [\text{m/s}]$ となる。

電子の速度は、1eV で約 $6 \times 10^5 \text{ m/s}$ であり、気体分子よりも十分速いため、加速された電子と気体分子の衝突・電離を考える時、分子は止まっていると仮定して電子の平均自由行程を考えることができる。単位面積とそれに垂直で微小長さ dz によってつくられる体積に含まれる分子の数は、分子密度 n とすると ndz であり、分子の断面積を σ とすると、面に垂直な方向 (z 軸方向) から見た時の分子の面積の割合は $n\sigma$ となるから、これが z 軸方向で入射する粒子の衝突の割合を与える。故に、粒子の入射強度 $I(z)$ は、下記ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dI(z)}{dz} &= -n\sigma I(z) \\ I(z) &= I_0 \exp(-n\sigma z) \quad (3.5) \end{aligned}$$

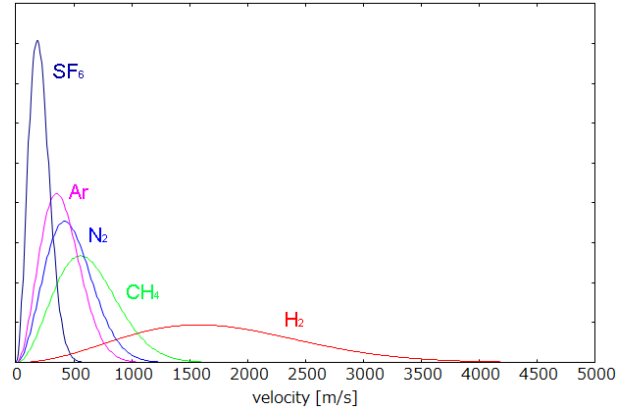


図 24: 各種気体分子の $T=300\text{K}$ の速度分布

よって、平均自由行程は式 (3.6) のように表される。

$$l = \frac{1}{\sigma n} \quad (3.6)$$

分子の断面積として水素原子 (ボーア半径 $a_0 = 5.3 \times 10^{-11} [\text{m}]$) の断面積 ($\sigma = \pi a_0^2$) を例として取ると、常温 ($T = 300[\text{K}]$) の (水素原子で構成された) 超高真空状態 $p = 1 \times 10^{-8} [\text{Pa}]$ では平均自由行程は $4.7 \times 10^7 [\text{m}]$ と十分長い。ここで、 n と p の関係は、以下の理想気体の状態方程式 (3.7) を用いた。

$$p = nk_B T \quad (3.7)$$

電子と残留気体の分子が衝突した場合、分子中の電子を叩きだして分子のイオン化が起きる。式 (3.5) では断面積は一定としたが、実際は電子のエネルギーによって分子の電離が起きる断面積は変化する。電子とのイオン化断面積は図 25 に示すように電子のエネルギーによって大きく変化し、100 eV 付近で最大となる。⁴

つまり、ビーム発生直後の光陰極近傍の領域で最も残留気体分子のイオン化が起りやすく、その後加速されるにつれてイオンの発生割合は減少することになる。2.6 で述べた光陰極へのイオン衝撃の問題を抑制するために、電子銃の特に陰極近傍の真空を良くすることは重要である。

⁴ 真空の圧力を計測する電離真空計では、効率良く気体分子を電離するために真空計の陰極-グリッド間の電圧を 100 V 程度としている。

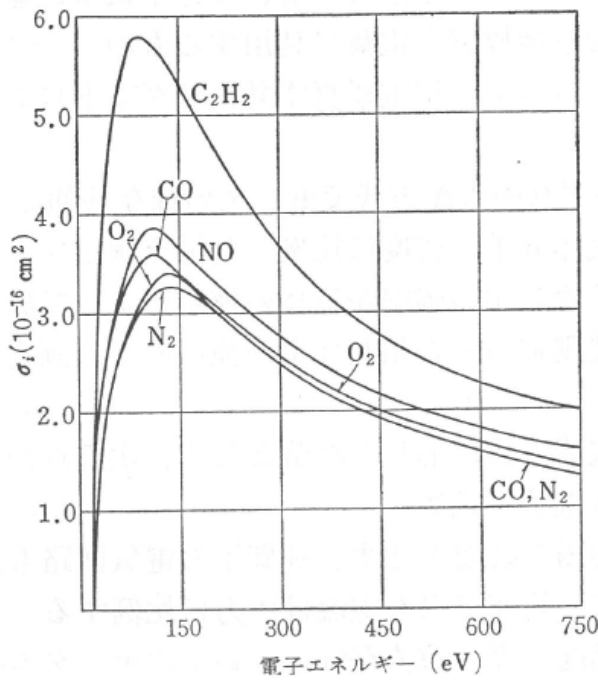


図 25: 気体分子のイオン化断面積のエネルギー依存性。[60]

3.2 排気速度

排気装置の動作や限界を理解する準備として、ここでは理想的な系の排気について考える。

容器の外は全く分子の無い真空と仮定し、図 26 に示すように容器の壁に面積 dS の微小な孔があり、熱平衡状態にある容器の中の分子がこの孔を通して外へ出る（排気される）ことを考える。

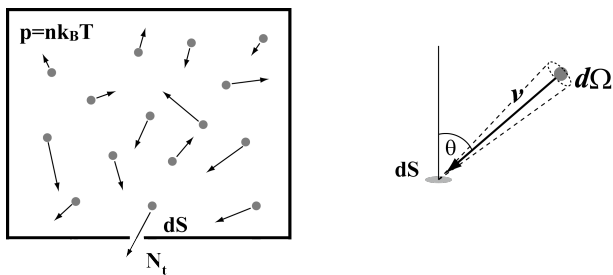


図 26: 容器の微小な孔を通過する分子

容器中の気体分子密度が n のとき、孔の面に対する角度 θ 方向で孔を覗くある立体角 $d\Omega$ の領域か

ら、速度 $v \sim v + dv$ の範囲をもつ気体分子が、時間 dt の間に面積 dS の孔を通過する分子の数 dN_t は、下記の式で表わされる。

$$dN_t = n v dt \cos\theta dS f(v) dv \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (3.8)$$

よって、この孔を単位時間、単位面積当たりに通過する分子の数 N_t は、

$$\begin{aligned} N_t &= \frac{1}{dt dS} \int \int \int dN_t \\ &= \frac{n}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} v f(v) \\ &\quad \times \cos\theta \sin\theta dv d\theta d\phi \end{aligned} \quad (3.9)$$

式 (3.3) を用いて、式 (3.9) は、以下のように分子密度 n と平均速度 $\bar{v}$ の積だけの簡単な式で表される。

$$N_t = \frac{1}{4} n \bar{v} \quad (3.10)$$

面積 $A [m^2]$ の孔から単位時間に排気される流体の体積 $S [m^3/s]$ (排気速度) を求めてみる。流体を構成する分子 1 個が占有する体積は $1/n$ であるので、式 (3.10) から、排気速度は下記のように表すことができる。

$$\begin{aligned} S &= A \frac{1}{n} N_t \\ &= \frac{A}{4} \bar{v} \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\sim 116 A \quad (3.12)$$

常温 ($T = 20^\circ\text{C}$) の空気 (分子量: $M = 28.8$) の場合は、式 (3.12) となる。

孔の外は理想的な真空 (圧力がゼロで分子はいくらでも排気する) であり、孔の面積 A と気体分子の平均速度 $\bar{v}$ が排気の速度を決めている。このように容器とポンプあるいは容器同士をつなぐ経路 (今の場合は孔) の分子の流れやすさをコンダクタンスと呼び、排気速度と同じ $[m^3/s]$ の次元をもつ。もし、孔に厚みがあり管状となった場合は、管の壁で分子が散乱される影響のため、孔の場合よりも排気速度は低下する。管の長さ $l [m]$ 、管の直径 $d [m]$ とすると、常温の空気の条件で、 $l \gg d$ の細管の場合のコンダクタンス $C [m^3/s]$ は

$$C \sim 121 \frac{d^3}{l} \quad (3.13)$$

と表される。[50]

両端の圧力 P_a, P_b 、管のコンダクタンス $C [m^3/s]$ の時、気体の流量 $Q [Pa m^3/s]$ は、以下の式で与えられる。

$$Q = C(P_a - P_b) \quad (3.14)$$

では、現実の真空系に近い場合の排気を考える。体積 $V [m^3]$ の真空容器中に、気体分子が圧力 $p [Pa]$ で存在し、容器の壁からは気体分子が全ガス放出速度 $Q_w [Pa m^3/s]$ で放出している。この真空容器を排気速度 $S [m^3/s]$ のポンプを直に接続して排気すると、圧力の時間変化は以下の式で表される。

$$V \frac{dp}{dt} = -pS + Q_w \quad (3.15)$$

$$p(t) = \left(p_0 - \frac{Q_w}{S} \right) \exp\left(-\frac{S}{V}t\right) + \frac{Q_w}{S} \quad (3.16)$$

排気速度 S は、用いる排気装置の種類によって圧力依存性があり、全ガス放出速度 Q についても吸着分子の密度（多くの場合は水分）、壁を構成する材料中に固溶している分子（主に水素）の濃度と拡散速度によって大きく変化する。到達圧力は、 $p = Q_w/S$ となる。

3.3 排気装置

ある真空装置を大気圧から超高真空まで排気する場合、複数の真空ポンプを組み合わせ使用しこれを実現している。

大気圧から低真空領域までの排気は、低蒸気圧の油で摺動部の気密を確保し、回転するローターによって拡大する空間で吸気、縮小する空間で大気中へ排気したガスを放出するロータリーポンプが広く使用されているが、真空装置側を油で汚染する可能性があるため、最近では摺動部の気密に油を使用しないスクロールポンプを使用することが多くなってきている。これらは、体積の膨張と圧縮を利用した排気であるため、空間に残る僅かな隙間、油中の泡、排気口からのわずかな逆流などが原因で低～中真空領域より低い圧力にすることができない。

高～超高真空までの排気の多くはターボ分子ポンプ（Turbo Molecular Pump）を使用すること

によって得られる。このポンプは高速で回転する多段のタービン翼により分子の平均速度に相当する早さで移動する翼でポンプの吸気口に入ってきた分子を装置の外へ蹴りだすポンプである。1段のタービン翼の前後の圧力比 $\frac{P_{out}}{P_{in}}$ であるとき、 N 段のタービン翼列全体の圧力比 K は、

$$K \sim \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right)^N \quad (3.17)$$

となり、 K は圧縮比と呼ばれている。気体分子の速度分布は式 (3.2) マックスウェル分布に従い、一部の高速な分子はタービン翼下流から上流へ逆流するものも存在する。タービン翼前後の圧力比が分子の平均速度の逆数におよそ比例すると仮定した場合、式 (3.3) から、例えば窒素分子に対する圧縮比を K_{N_2} とした場合、水素分子の圧縮比 K_{H_2} は、式 (3.18) のようになる。タービン翼 7 段では 10^4 の違いになる。実際に、市販されている TMP では、 $K_{N_2} > 10^8$ に対し、 $K_{H_2} \sim 10^4$ 程度のものが多い。

$$K_{H_2} = K_{N_2} \left(\sqrt{\frac{2}{28}} \right)^N \quad (3.18)$$

したがって、水素などの分子量が小さく分子の速度が速い気体に対しては圧縮比が小さくなるため、TMP 下流部の水素の逆流が問題になるような場合は、メインの TMP の下流に小型の TMP を設けて下流からの水素等の気体分子の逆流を抑制する手法（TMP のタンデム接続）を用いる。

ほとんどの超高真空環境下では主な残留ガスは水素であり、水素を強力に排気できるポンプとして非蒸発型ゲッター (Non Evaporable Getter) ポンプが近年広く利用されるようになった。NEG ポンプは Ti、V、Zr などの水素の溶解熱 ΔH_s が負の金属を基とした多孔質、非結晶状態の物質で構成されており、 ΔH_s が負であるために、加熱により水素を放出し、冷却すると水素を吸蔵する性質がある。（水素に対しては可逆性のポンプである。）

金属中の水素濃度 x と平衡圧力 P の関係を表わす Sieverts 則の式は以下となる。

$$\sqrt{\frac{P}{P_0}} = K_s \cdot x \quad (3.19)$$

$$\log K_s = -\frac{\Delta S_s}{R} + \frac{\Delta H_s}{RT} \quad (3.20)$$

P_0 は標準圧力 (1atm)、 K_s は Sieverts 定数、 ΔS_s は溶解のエンタルピー、 R は気体定数、 T は温度である。

式 (3.19)(3.20) から、以下の式が導き出せる。

$$\begin{aligned}\log_{10} P &= A - \frac{B}{T} + 2 \log_{10} x \quad (3.21) \\ A &= \log_{10} P_0 - \frac{2\Delta S_s}{R} \log_{10} e \\ B &= \frac{2\Delta H_s}{R} \log_{10} e\end{aligned}$$

SAES getters 社の NEG ポンプのカタログによれば、圧力単位 $[Torr]$ 、水素濃度単位 $[Torr L/g]$ とした場合に ST707 系 (Zr(70%)-V(25%)-Fe(5%)) では $A=4.8$ 、 $B=6116$ であり、ST172 系 (ST707+Zr powder) で $A=4.45$ 、 $B=5730$ となっている。例えば ST707 系で水素濃度 $10 [Torr L/g]$ のとき、 $T=673K$ では水素の平衡圧力は $P = 5.2 \times 10^{-3} [Torr]$ 、 $T=473K$ では $P = 7.4 \times 10^{-7} [Torr]$ となる。

NEG ポンプは、水素の他、一酸化炭素、酸素、窒素や水蒸気などの気体分子も排気するが、これらは NEG 表面と強く結合して表面が不活性となり、水素の排気能力が低下する。そのため、NEG ポンプを有効に働かせるためには、ベーキング等で装置内の残留ガスとして水分が十分減った状態となったところで NEG 本体を $400 \sim 500^\circ C$ 程度で数時間加熱する。これによって、NEG 表面の不活性層 (酸化層、窒化層) は内部へ拡散することで消失し、また NEG 内部に溶解している水素を放出し、放出したガスは TMP などで排気する。この工程を NEG の活性化と呼ぶが、活性化の工程が終わり NEG の温度が下がり始めると水素に対して高い排気能力を示すようになる。一方で、NEG は希ガスやメタンなどの炭化水素系ガスに対する排気能力が全く無いため、通常は別のポンプと併用して使用する。

イオンポンプ (Ion Pump) は、磁場の中に 2 枚の平行陰極とその間に円筒形の陽極があり、電極間のペニング放電を利用し、電離した気体分子が陰極に打ち込まれる作用、陰極へスパッタすることで陰極材料であるチタンが近傍に蒸着されて得られる活性な表面を持つゲッター作用で排気する。化学的に不活性なガスも打ち込まれる作用で排気するため、NEG ポンプの補助排気としても利用さ



図 27: SAES 社の NEG ポンプ (D400)

れる。ただし、超～極高真空状態では電離できる気体分子が減少し放電強度が著しく低下するため高い排気速度は期待できない。

クライオポンプ (Cryo Pump) は、真空容器内に冷却した多孔質の吸着材 (チャコール等) に気体分子を凝縮、吸着することによって排気を行うポンプである。クライオポンプの低温面に対して単位面積あたり入射する気体分子の数は、式 (3.7) および (3.10) から、圧力 p 、温度 T のとき、下記のようになる。

$$\frac{1}{4}n\bar{v} = \sqrt{\frac{p}{2\pi mk_B T}} \quad (3.22)$$

これを用いて、気体分子の温度を T_H 、低温面の温度を T_L 、気体分子の圧力 p 、気体の低温面への凝縮確率を C 、低温部からの脱離確率を D 、低温面の分子の平衡蒸気圧 p_{eq} とすると、低温面の単位面積あたりの正味の凝縮量 Q は、下記の式で表わせる。

$$\begin{aligned}Q_{in} &= C \sqrt{\frac{p}{2\pi mk_B T_H}} \\ Q_{out} &= D \sqrt{\frac{p_{eq}}{2\pi mk_B T_L}} \\ Q &= Q_{in} - Q_{out} \\ &= \frac{Cn\bar{v}}{4} \left(1 - \frac{D}{C} \sqrt{\frac{p_{eq} T_H}{p T_L}} \right) \quad (3.23)\end{aligned}$$

低温面の温度 T_L が $20 K$ 以下では、水素とヘリウムを除く気体分子の平衡圧力は極めて低く ($p_{eq} \leq 10^{-12} Pa$)、凝縮量は $(Cn\bar{v})/4$ となる。また、式 (3.23) から、 $T_H = 300K$ 、 $T_L = 10K$ 、 $C=D$

の場合、 $p \sim 30p_{eq}$ で Q がゼロとなり、実効的に排気速度が無くなる。

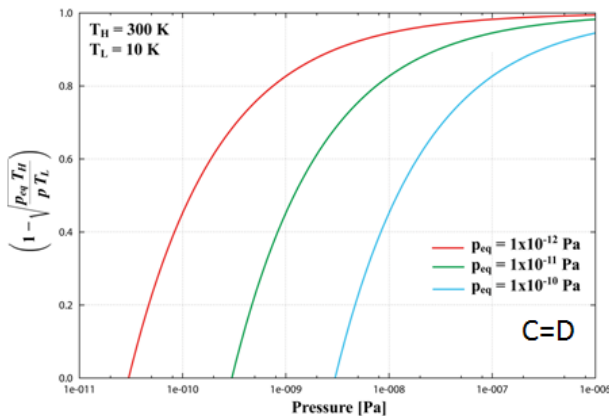


図 28: $T_H = 300\text{K}$ 、 $T_L = 10\text{K}$ 、 $C=D$ のときの正味の凝縮量と気体分子圧力の関係。縦軸は $Cn\bar{v}/4$ で規格化している。

3.4 ガス放出速度

一般的なステンレス鋼である SUS304 や SUS316 等は、表面に薄く緻密で化学的に安定なクロム酸化膜が形成されるため腐食されにくく、高強度で非磁性、良好な溶接が可能であり、適当な表面処理でアウトガスも小さくできることなどから、真空装置の構造材として最もよく利用されている材料となっている。実際にステンレス鋼で作製された 10^{-8}Pa 相当もしくはそれ以下の超～極高真空装置は多数存在する。

一方で、大型の装置で 10^{-10}Pa 相当の極高真空を生成することはそれほど容易ではない。これを実現するためには、まず装置本体からのアウトガスを可能な限り小さくすることが重要である。表 7 に代表的な真空用構造材料と特性を示す。

ステンレス鋼と比較して、アルミ、チタン、銅、ベリリウム銅は適切な表面処理を行うことでガス放出速度を小さく抑えることができる。ERL-DC 電子銃の真空容器は低アウトガス性の他に、材料の入手性、溶接、加工、研磨のし易さ、強度の点なども考慮し、チタン材を採用している。

製作した装置について、そのアウトガス量の評価を行う場合、主にオリフィス法（またはスループット法）、蓄積法（またはビルドアップ法）と呼

ばれる 2 種類の方法がある。図 29 に測定系の概略図を示す。

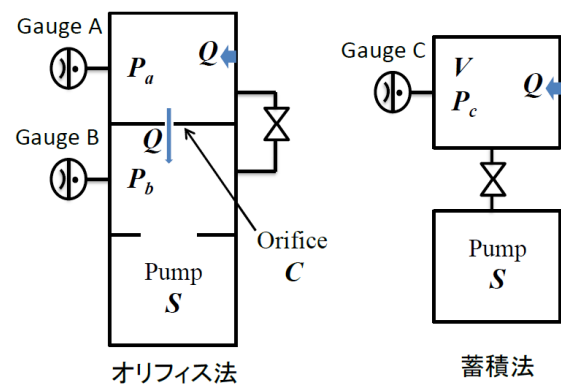


図 29: オリフィス法と蓄積法の測定系

オリフィス法は、測定する系を排気後に、形状が定まったオリフィスなどの既知のコンダクタンス C の排気経路に切替てオリフィスの上流側の圧力 P_a と下流側の圧力 P_b の差から評価したい系（Gauge A 側）からの全ガス放出速度 $Q = C(P_a - P_b)$ を求める方法である。小さなガス放出速度を評価する場合、コンダクタンスを小さくし、超高真空中で圧力を測定することになるが、真空計 A と B の感度の違いやオリフィスの寸法誤差などが測定誤差として影響する。このオリフィス法では、逆にガス導入バルブを利用して上流側に適当な量のガスを導入することで Q が既知の量になれば、未知の排気速度 S を見積る実効排気速度の測定にも利用できる。

蓄積法は、測定する系を排気した後にポンプの排気から切り離し、測定する系の体積 V と圧力 P_c の上昇速度から全ガス放出速度 $Q = \frac{dP_c}{dt} \times V$ を求める。この場合、真空計は 1 つであり、オリフィスも無いため、前述のような誤差はなくなるが、小さなガス放出速度を測定する場合は、真空計周囲からのアウトガスおよび電離真空計の場合は真空計自身の排気速度（電離ガスがコレクタやグリッドなどに埋め込まれる）の影響を避ける必要があるため、スピニングローターゲージと呼ばれる特殊な真空計を用いなければならない、測定可能な圧力領域も 10^{-4}Pa と高いために、有効な圧力上昇を検知できるまでに非常に長い時間を要する。電子銃真空容器のガス放出速度の評価は蓄積法で行っ

ている。

ガス放出速度 q は、これらの方法で測定した Q を容器および試料表面の面積で除した値として求められる。

3.5 吸着分子とベーキング

現実的な排気装置や排気時間で良好な超高真空をつくるためには、装置全体を高温にするベーキングが必須である。大気中には多くの水分が含まれており、一度大気にさらした真空容器は、表面に多くの水分が吸着している。

分子の平均滞在時間 τ は、活性化エネルギー E_d 、温度 T として下記の式で表わされる。

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_d}{k_B T}\right) \quad (3.24)$$

τ_0 は吸着しない時の滞在時間に相当する定数で、およそ $\tau_0 \sim 10^{-13}$ [s] である。

金属表面に吸着している水の活性化エネルギーは、表面状態に大きく依存するがおよそ 1eV 程度であるため、室温では $\tau \sim 10^4$ [s] 程度と長く、ポンプの吸気口になかなかどり着けずいつまでも真空容器の壁と容器の空間の間にとどまるため、圧力はなかなか下がらない。装置の温度を例えば 100 °C まで上げれば滞在時間は $\tau \sim 3$ [s]、200 °C で $\tau \sim 4 \times 10^{-3}$ [s] まで短くなる。ベーキングを行う前と 150 °C で約 50 時間ベーキングを行った後の残留ガス分析結果の実例を図 32 に示す。ベーキング前では残留ガスのほとんどが水分子であり、ベーキングによって水分子が大幅に減少する。2.6.1 で述べたが、特に NEA 表面の半導体光陰極を使用する場合はこのベーキング工程によって水の分圧を十分低くすることが重要である。

真空容器の他に容器とポンプの間の排気経路をベーキングすることは、吸着分子を減らす以外に、式 (3.12) から分子速度の上昇によりコンダクタンスも大きくなるためより効果的である。

3.6 ガス放出と脱ガス

金属の内部には水素が固溶しており、真空中ではこの水素が金属内部を拡散しながら表面より脱離している。超高真空環境で残留ガスの主成分と

なる水素は金属表面から放出された水素によるものである。

厚さ d の平板物質中に水素が濃度 $c(x, t)$ で溶け込んでいるとき、水素濃度の変化は、拡散係数 D として下記の式で表わされる。

$$D \frac{\partial^2 c(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial c(x, t)}{\partial t} \quad (3.25)$$

初期条件および境界条件は下記となる。

$$c(x, t) = \begin{cases} c_0 & t = 0, \quad 0 \leq x \leq d \\ 0 & t > 0, \quad x = 0, d. \end{cases} \quad (3.26)$$

(3.26) の条件を満たす式 (3.25) の解は、下記の式で与えられる。[59]

$$c(x, t) = \frac{4c_0}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{(2n+1)\pi x}{d}\right)}{(2n+1)} \times \exp\left(-\frac{(2n+1)^2 \pi^2}{d^2} D t\right) \quad (3.27)$$

拡散係数 D は温度に依存し、ステンレス鋼では室温で $D = 5.0 \times 10^{-14}$ [cm²/s]、300 °C で $D = 3.5 \times 10^{-8}$ [cm²/s]、1000 °C で $D = 8.7 \times 10^{-5}$ [cm²/s] の違いがある。室温での拡散係数を D_1 、温度 T_1 のときの拡散係数を D_1 、温度 T_1 の状態で時間 t_1 の間、真空炉で脱ガス処理を行い、常温に戻した時のガス放出速度 q [Pa m/s] は、以下の式のようにになる。

$$q = D \left(\frac{\partial c(x, t)}{\partial x} \right)_{x=0} \quad (3.28)$$

$$= \frac{4c_0 D_r}{d} \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{(2n+1)^2 \pi^2}{d^2} D_1 t_1\right) \quad (3.29)$$

ここで、 $D_1 t_1 / d^2 \geq 0.025$ であれば、式 (3.29) の $n \geq 1$ の項は十分小さくなるため下記の式で近似できる。

$$q = \frac{4c_0 D_r}{d} \exp\left(-\frac{\pi^2}{d^2} D_1 t_1\right) \quad (3.30)$$

表 7 にあるように、特に高温で真空脱ガスしたステンレス鋼のガス放出速度が低くなるのは、高温では拡散係数が桁違いに大きくなり、効率的に材料内部の固溶した水素を追い出した結果、濃度が下がり、濃度勾配も式 (3.30) にあるように D と t の積に対して指数関数的減少したためと理解できる。

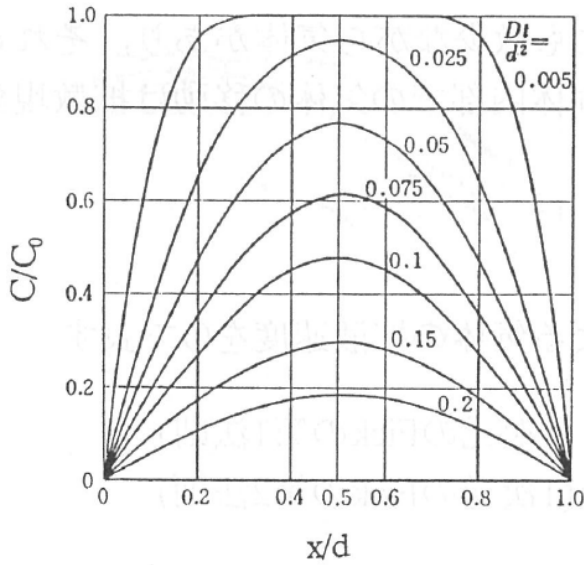


図 30: 真空中の薄板中の水素濃度分布の変化。[60]

一方で、チタンについては異なったメカニズムでガス放出速度が抑えられる報告がある [56, 57]。ベーキング後のガス放出速度の温度依存性の結果から、材料表面からの水素の脱離について、ステンレス鋼では活性化エネルギーが 0.51 eV であったのに対し、チタンでは 0.21 eV と低く、表面の数 nm の酸化膜の水素濃度だけが低い状態となり、チタンは高温脱ガス処理を行わなくても適切な化学研磨 [57] および洗浄後に通常のベーキングだけでガス放出速度を低く抑えられる特長がある。

3.7 極高真空の測定

真空計には様々な種類のものがあるが、ここでは電子銃で実現すべき超～極高真空領域で測定ができる電離真空計について述べる。電離真空計は、熱電子を放出するフィラメント（陰極）、気体分子を電離するある一定の空間をつくるグリッド、電離したイオンを収集するコレクタ（陽極）から構成され、イオン電流から気体分子の密度を測定し、式 (3.7) から圧力を見積る測定器である。

超高真空の測定では、グリッドに電子が衝突した際に発生する X 線がコレクタ電極へ入射して 2 次電子を放出してしまうバックグラウンド信号や、グリッドから電子刺激脱離で放出したガスやイオンなど本来測定すべき残留気体分子由来のイオン

電流以外の信号区別が本質的に重要となる。

図 31 に示すような構造のエクストラクタ-ゲージは、コレクタの周りにリフレクターがあり、バックグラウンドのイオンがコレクタに入らない仕組みとなっているため、 10^{-10} Pa 台の極高真空の領域までの測定が可能となっている。

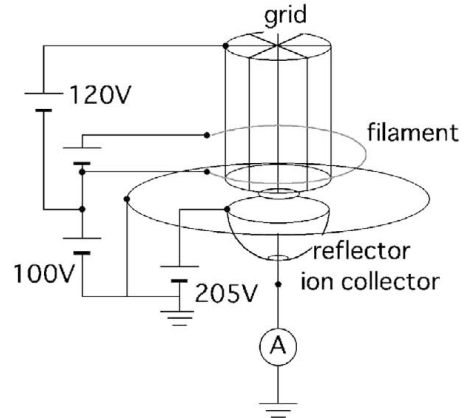


図 31: エクストラクタゲージの構造模式図

イオン電流 i は、感度係数 S 、陰極のエミッシン電流 I_e 、圧力 p との間に以下の関係にある。

$$i = S I_e p \quad (3.31)$$

エクストラクタゲージは、エミッシン電流 $I_e = 1.6 \text{ mA}$ で感度係数は $S \sim 7 \times 10^{-2} [\text{Pa}^{-1}]$ であるので、 $p = 1 \times 10^{-9} \text{ Pa}$ のときのコレクタ電極が受けるイオン電流は $i \sim 1.1 \times 10^{-13} \text{ A}$ となる。⁵

陰極と陽極間の電圧は、電子がガス分子と衝突する際のイオン化断面積が大きい 100V 程度の電圧となっている。通常は窒素分子に対して校正された圧力を示すため、装置内の残留ガスの主成分が異なる場合、正しい圧力を評価するには感度係数を補正する必要がある。

窒素を 1 とした場合の主なガス種に対する比感度は、真空計の構造による違いもあるが、およそ各分子のイオン化断面積を窒素のイオン化断面積で規格化した値になる。表 8 に代表的なガス種に

⁵ 超～極高真空状態では、このように非常に微小なイオン電流を測定しているため、外部からの放射線がコレクタ電極へ入った場合、2 次電子を放出して実際の値よりも高い値を示す場合がある。

対する比感度および窒素のイオン化断面積で規格化した相対イオン化断面積を示す。

極高真空の圧力、残留ガス分析をより精度良く測定するために、電離部周囲を超低アウトガス性の BeCu 製とし、静電的なエネルギーフィルタを内蔵した真空計（3B ゲージ）や、超低アウトガス残留ガス分析器が開発されている。[53,54]

表 7: 代表的な真空用構造材料と特性。EP は電解研磨、CP は化学研磨を指す。ガス放出速度はベーキング後の値である。

物質	ガス放出速度 [$Pa\ m/s$]	baking, 脱ガス・表面処理	文献
SUS304L	5×10^{-10}	EP, $150\ ^\circ C \times 14h$	[51]
SUS316L	5.3×10^{-10}	EP, $150\ ^\circ C \times 14h$	[51]
SUS316L(真空溶解)	3×10^{-10}	EP, $150\ ^\circ C \times 14h$	[51]
SUS316L(真空溶解)	1.2×10^{-10}	$450\ ^\circ C \times 30h$, 真空脱ガス	[51]
SUS316LN	8×10^{-12}	$950\ ^\circ C \times 2h$, 真空脱ガス	[51]
SUS316LN	1.0×10^{-12}	$950\ ^\circ C \times 25h$, 真空脱ガス	[51]
SUS304L	1.5×10^{-12}	$400\ ^\circ C \times 38h$, 大気酸化	[51]
SUS304L	1×10^{-12}	$150\ ^\circ C \times 23h$, TiN coating $1\mu m$	[55]
Al6061	1×10^{-12}	$150\ ^\circ C \times 20h$, 化学研磨	[55]
チタン (JIS-2)	$< 7 \times 10^{-13}$	CP, $150\ ^\circ C \times 20h$	[56]
銅 (OFHC)	8.8×10^{-12}	$400\ ^\circ C \times 24h$ 真空脱ガス	[55]
ベリリウム銅 (Be0.2%)	5.6×10^{-13}	$400\ ^\circ C \times 72h$, 真空脱ガス	[52]

表 8: 各ガス種に対する比感度 A および相対イオン化断面積 B。イオン化断面積は 75 eV としたときの計算値 [61,62]

	H_2	He	CH_4	CO	O_2	Ar	CO_2	SF_6
A	0.491	0.221	1.58	0.950	0.879	1.34	1.35	2.5
B	0.38 ± 0.04	0.13 ± 0.02	1.63 ± 0.30	1.06 ± 0.03	0.96 ± 0.07	1.23 ± 0.07	1.39 ± 0.08	2.41

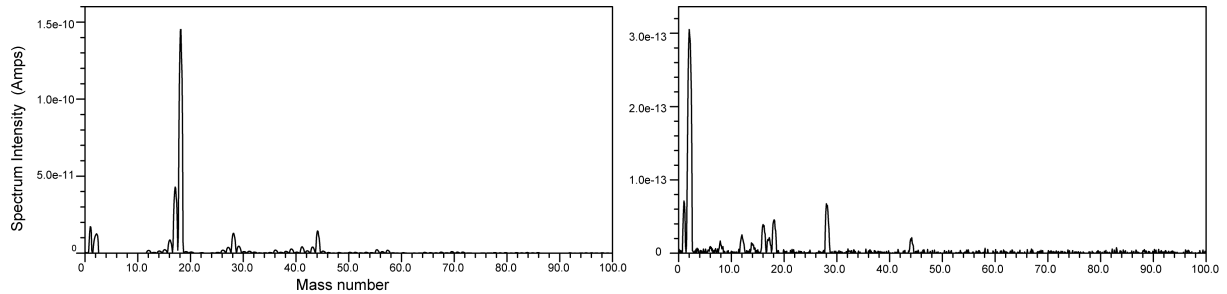


図 32: ベーキング前後の残留ガスの質量スペクトル。左がベーキング前、右がベーキング後。分子量 18 の水のイオン電流値がベーキングによって約 4×10^{-4} 倍に低減している。

4 高電圧

この章では、DC 電子銃に必要な直流高電圧発生装置、超高真空中の放電現象、高電圧の絶縁について述べる。

4.1 直流高電圧の発生

高電圧の発生方法は、様々な方法があるが、DC 電子銃では長年広く利用されているコッククロフト・ウォルトン (C-W) 回路を利用した高電圧電源を使用している。2 段の C-W 回路の図を 33 に示す。回路は、図に示すようなダイオードとコンデンサのラダー状の回路でできており、入力側に交流の電圧 (振幅 V_0) を加えると、交流電圧の半周期毎に最大で $Q = 2CV_0$ の電荷が一つ上のコンデンサへとバケツリレーをするように充電されていくことで昇圧される回路である。

図中のコンデンサー C_1, C_2 、ダイオード D_1, D_2 が 1 つの段を構成し、1 段で $2V_0$ の直流電圧を生成する。これを N 段組上げることで $2NV_0$ の高電圧を作り出す。

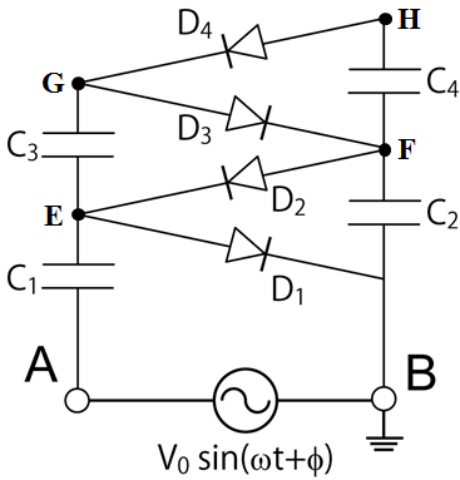


図 33: 2 段構成の負電圧出力コッククロフト・ウォルトン回路。充電時の図中の各所 (E~H 点) の電圧の時間変化は、グラフ 34 を参照。

出力部の電圧 V_{out} の安定性は、出力電流を I 、コンデンサ容量 C 、駆動電圧 V_0 、周波数 f 、段数を N としたとき、1 段の回路で電荷を汲み上げる時間 $\delta t = \frac{1}{f}$ あたりに放出する電荷量は $\delta Q = I\delta t$

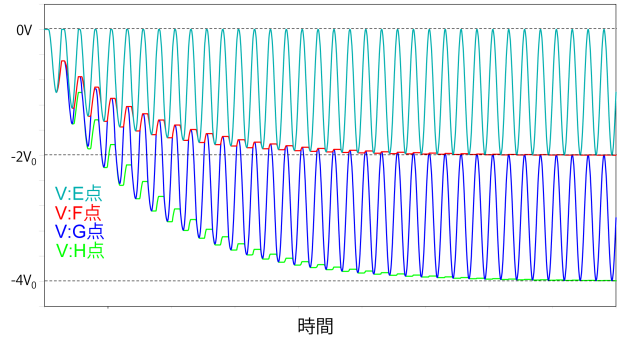


図 34: 2 段構成の負電圧出力コッククロフト・ウォルトン回路充電時の電圧の時間変化。

であり、 N 段のコンデンサの合成容量 $2C/N$ であるから、下記のようなになる。

$$\delta V_{out} = \frac{\delta Q}{C/N} = \frac{NI}{2fC} \quad (4.1)$$

δV_{out} を出力電圧リップルと呼び、電子銃より発生するビームのエネルギーは C-W 回路の駆動周期で δV_{out} 相当揺らぐことになる。必要な電流値および許容できるリップルの範囲が定まれば、式 (4.1) を元に、コンデンサ容量 C 、周波数 f 、段数 N を電源設計上、現実的な範囲で定め、電源を製作することとなる。

ERL では、加速電圧 500 kV に対して電圧リップルは $\delta V_{out} \leq 10^{-4}$ が求められていることから、出力部にローパスフィルタを接続することで低出力電圧リップルを実現している [63]。

4.2 低真空の放電現象

電子の平均自由行程は、式 (3.5) に示したように圧力 (分子密度) が低いほど長くなる。真空中に置いた 2 つの電極間に直流電圧が印加されているとき、低真空状態ではある条件で放電が持続する。電子が単位長さ走行したときの電離回数 α (タウンゼントの第一係数) は下記の関係を満たすことが知られている。

$$\alpha = pA \exp(-B \frac{p}{E}) \quad (4.2)$$

$$= pA \exp(-B \frac{pd}{V}) \quad (4.3)$$

A, B は気体で決まる定数、 p は圧力、 E は電界強度、 d は電極間距離、 V は電極間電圧である。電子 1 個が陰極から距離 d 離れた陽極へ走行した場合、電離作用により陽極には $\exp(\alpha d)$ 個の電子が到達し、陰極には $\exp(\alpha d) - 1$ 個のイオンが到達する。イオンは陰極を叩き、2 次電子が放出される。その時の 2 次電子放出係数を γ とすると、陰極からは $\gamma(\exp(\alpha d) - 1)$ の電子が放出され、これらが再び電離を起こしながら陽極に向けて走る。(図 35) したがって、電極間に到達する荷電粒子

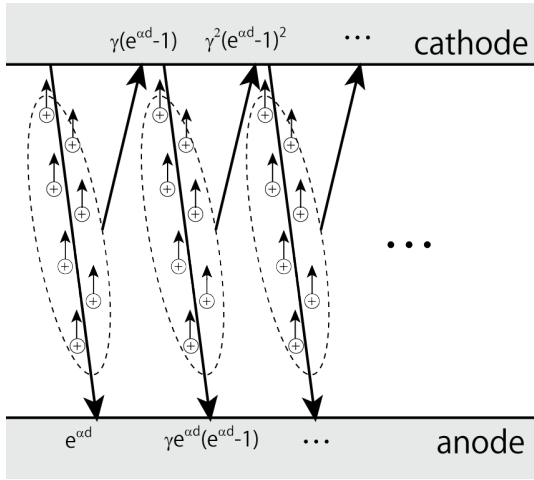


図 35: 低真空下の放電回路。

の合計 N_{tot} は下記のように表わすことができる。

$$N_{tot} = \sum_{n=0}^{\infty} e^{\alpha d} \cdot \{\gamma(e^{\alpha d} - 1)\}^n \quad (4.4)$$

$$= \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (4.5)$$

持続放電となる条件は、式 (4.5) の分母がゼロの場合であり、このとき下記の関係が満たされる。

$$\alpha d = \log\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = \Phi \quad (4.6)$$

Φ はある一定値の定数である。式 (4.3)(4.6) から以下の式が導かれる。

$$\frac{\Phi}{pd} = A \exp\left(-B \frac{pd}{V}\right) \quad (4.7)$$

$$V = \frac{Bpd}{\log\left(\frac{Apd}{\Phi}\right)} \quad (4.8)$$

式 (4.8) はパッシェン曲線を与える式であり、 V は火花放電電圧である。グラフにすると図 36 のよ

うになり、圧力・電極間距離の積があるところで火花放電が極小値を取る。殆どの気体分子について $pd \sim 1$ [Pa m] あたりに火花放電電圧が最小値となり、低い圧力側では急激に火花放電電圧が上昇する。

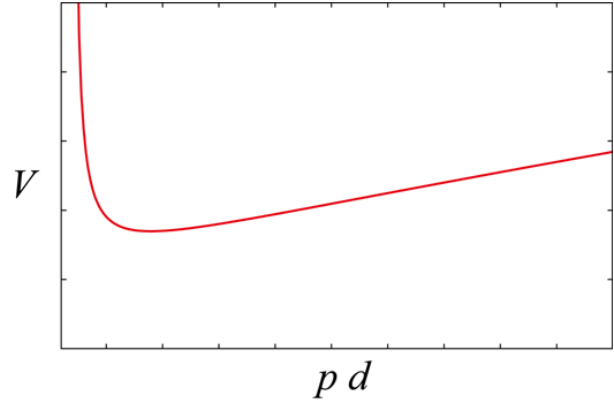


図 36: パッシェン曲線。縦軸 V は火花放電電圧。

4.3 高～超高真空の放電現象

圧力が十分低い高～超高真空状態では電子、イオンの平均自由行程が十分長いために、持続放電条件は成立せず、放電はごく短時間発生して終わる。どのようなメカニズムで高真空中の放電が発生し、その限界は何が決めているのか、まだ十分に理解されていないのが現状と著者は思っている(が、私が無知だけかもしれない)。実験的には放電が開始する電圧のおよその上限は、図 37 の曲線上にのるようであり、実際に Cornell 大学、JLAB の DC 電子銃の上限電圧はほぼこの曲線上にのっている。

超高真空中の DC 高電圧放電については、私の経験では、電圧を徐々に上げていくとあるところから電界放出暗電流がはじめて指数関数的に増加し、あるところで放電が発生する場合と、電圧を上げてても殆ど前兆が無く突如放電が発生する場合の 2 通りがある。

電極材料中の不純物や欠陥、研磨や洗浄処理の善し悪しなどが複雑に影響するため、断言することはできないが、ステンレス電極の場合では暗電流の発生を伴う場合が多く、チタンやモリブデン電極では突如放電する傾向がみられ [66]、裏付け

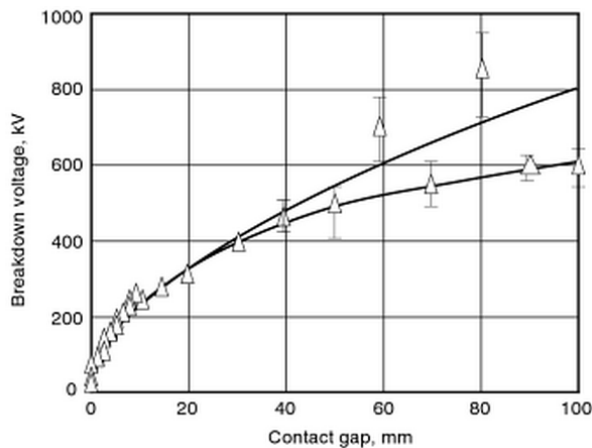


図 37: 高真空環境下での放電電圧と電極間ギャップの関係。[65]

は全く無く経験だけの話になるが、後者の場合の方がより高い電圧までエージングが進む。この場合のエージングでは、前の放電電圧を覚えているかのように少しずつ連続的に放電電圧の上昇する現象が見られ、著者の中ではずっと謎であった。

もし、電界放出現象のみが放電電圧上限を決めるものであれば、電極表面の電界強度で決まり、電極間距離と電圧の関係は線形になるはずであるが、図 37 はそうならず、電極間距離を離してもあるところから放電電圧はあまり上昇しないことを示している。

これを裏付けるような実験結果がいくつか報告されており、[64] の報告中でも電極間距離を大きく取ると、FN プロットから求められる電界増倍係数 β が増大する結果が得られている。電界増倍係数は、名前の通りであれば形状因子によって電界がどれくらい増倍されるかを示すものであって、電極間距離とは無関係のはずである。しかし、現実では電極間距離に依存する電界放出電流が観測されるのは、電界放出電流以外に、電界放出電流によって発生したイオンや X 線、2 次電子が電流値の中に含まれるためであることを [64] で結論づけている。ゆえに電極間距離を大きくした場合に放電電圧が線形で増えない原因は、この 2 次的効果によるものと考えるのが自然と思われる。

この 2 次的効果が発展して放電に至ると考えた場合、電子が陽極を叩いたときに発生するイオン

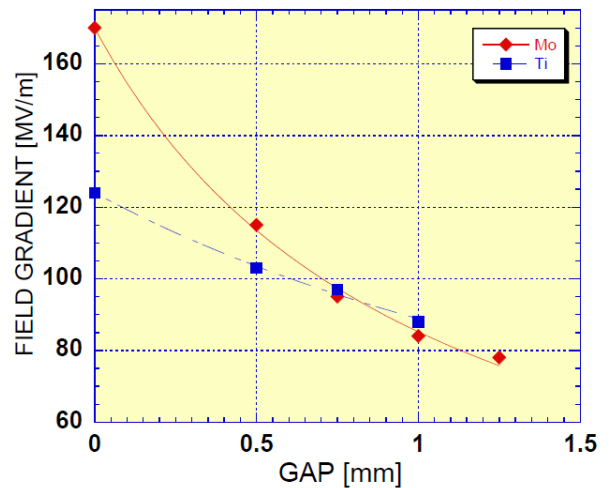


図 38: 電界放出暗電流のギャップ (電圧) 依存性 [64]。1nA の暗電流を検出するときの電極間距離と陰極上の電界強度のプロット。

および X 線、イオンまたは X 線が陰極を叩いて発生する 2 次電子が電極間で交換される電荷と成りうる [69] が、どの現象が放電発生を決めているのかを考えると、エージングによって放電電圧が徐々に増える現象を裏付けられるのはイオンの発生現象が放電を支配する説であると著者は考えている。それは、もしイオンの発生現象が、電子刺激によるガス放出と関係があるのであれば、繰り返す放電によって電子で叩かれ続けた陽極の表面は、吸蔵していた原子（主に水素）が減少するため、次に同じだけのガスを放出するためにはよりエネルギーの高い電子で叩く必要がある。X 線や 2 次電子の発生量もイオンのエネルギーによって変化するが、電子刺激脱離の変化量 [67] と比べればこれらは圧倒的にエネルギーに対する変化量は小さい [68]。したがってイオンの発生機構が、陽極材料中に吸蔵された原子の密度と叩く電子のエネルギーに最も敏感であると考えているが、あくまで勝手な仮説であって、全くの検討違いかもしれない。

4.4 電極配置と最大電界

高電圧の配線経路や配線の太さ、電極の配置位置やそのサイズを決める上で役に立つ最大電界を

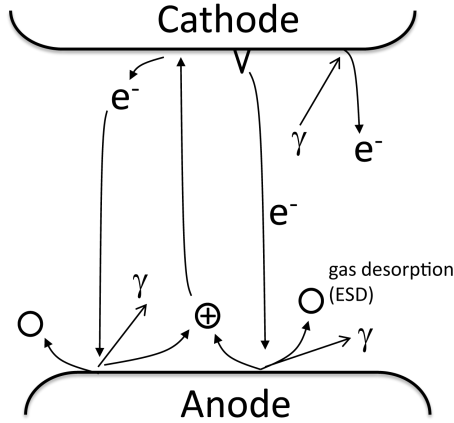
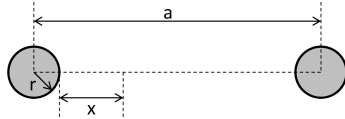


図 39: 超高真空中の放電。

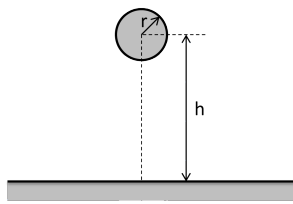
求める式について、以下の場合について挙げておく [70]。

- 平行円筒電極
- 平面と円筒電極
- 同軸円筒電極

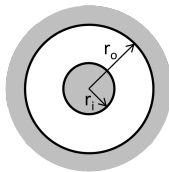
2つの導体の間の電位差を V とし、原点側をプラス電位側として以下の各式の変数は、図 40 に記したものと対応している。



平行円筒電極



平面と円筒電極



同軸円筒電極

図 40: 電極の配置関係

【平行円筒電極】

$$E(x) = \frac{V \sqrt{a^2 - 4r^2}}{2((r+x)(a-2r) - x^2)}$$

$$\times \frac{1}{\ln \left[\frac{a}{2r} + \sqrt{\left(\frac{a}{2r}\right)^2 - 1} \right]} \quad (4.9)$$

最大電界強度は、 $x = 0$ の位置であり、下記のようなになる。

$$E_{max} = \frac{V \sqrt{\left(\frac{a}{2r}\right)^2 - 1}}{2r\left(\frac{a}{2r} - 1\right) \left[\frac{a}{2r} + \sqrt{\left(\frac{a}{2r}\right)^2 - 1} \right]} \quad (4.10)$$

ここで、 $a \gg r$ のとき下記のように近似できる。

$$E_{max} = \frac{V}{2r \ln \frac{a}{r}} \quad (4.11)$$

【平面と円筒電極】

$$E_{max} = \frac{V \sqrt{\left(\frac{h}{r}\right)^2 - 1}}{r\left(\frac{h}{r} - 1\right) \left[\frac{h}{r} + \sqrt{\left(\frac{h}{r}\right)^2 - 1} \right]} \quad (4.12)$$

この場合の電界分布は、平行円筒電極の場合で、2つの円筒電極の中間位置に金属平面を置いた鏡像と等価であるため、式 (4.9) に $a = 2h$ とし、電圧を $2V$ とした場合を考えればよい。 $h \gg r$ のとき下記のように近似できる。

$$E_{max} = \frac{V}{r \ln \frac{2h}{r}} \quad (4.13)$$

【同軸円筒電極】

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{r_o}{r_i}} \quad (4.14)$$

最大電界強度 E_{max} は式 (4.14) に内導体表面 $r = r_i$ を入れた値となる。外径が一定値の場合、 $\frac{r_o}{r_i} = e \sim 2.718$ のとき、 E_{max} は極小値となる。

4.5 高電圧の絶縁

4.5.1 気体絶縁 (SF_6)

高電圧機器の絶縁に使用されるガスとして六フッ化硫黄 (SF_6 : 分子量 146) がよく使用されている。 SF_6 は、硫黄原子を中心に硫黄原子の 6 つの不對

電子1つずつに対して6個のフッ素原子が対称に共有結合した正八面体の分子構造を持つ化学的に安定で無毒なガスであり、電子親和力が強いフッ素原子が取り囲んでいるため、負イオンになりやすく、分子量が大きいと負イオン化した分子は加速されにくく電離作用が非常にちいさくなるため、絶縁耐力が優れていると考えられている。実際に SF_6 の絶縁破壊電圧は大気圧で空気の約3倍、2気圧程度で絶縁油と同程度の性能を示す [71]。 SF_6 ガスの絶縁耐力を示したグラフを図41に示す。

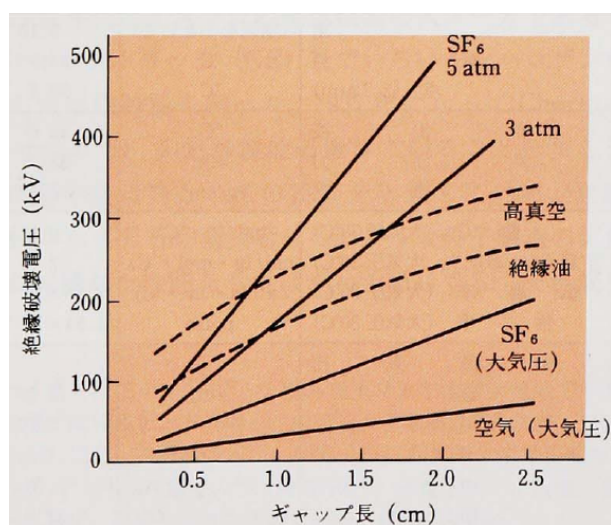


図 41: SF_6 ガスの絶縁耐力 [71]。平等電界、交流波高値条件。

SF_6 ガス中に含まれる水分が増えると絶縁耐力が低下するため、可能であればガス導入前に容器側を十分排気し、容器内壁に付着している水分を除去することが望ましい。

SF_6 ガスは絶縁油と比較して扱いやすいが、 SF_6 中で放電が発生した場合は SF_6 分子の一部は分解され、 SF_4 や水分がある状況では HF 等の有害な生成物が発生する。また、 SF_6 ガスは温室効果ガスとして知られ、 CO_2 を1とした時の地球温暖化係数は約24000と非常に大きく、大気中では容易に分解されず寿命が非常に長い問題がある。そのため、 SF_6 ガスを使用する場合は大気中へ放出しないように回収装置を使用するのが一般的である。

4.5.2 液体絶縁

高電圧箇所を絶縁性の高い鉱油に浸して絶縁している機器は多い。 SF_6 などの気体絶縁よりも熱伝達が数十倍優れているため、高電圧箇所が発熱し、冷却が必要な場合は絶縁油などの液体絶縁を用いる。絶縁油は酸化が進むと絶縁性能が低下し、高温状態では引火する危険がある。

絶縁油の以外の代表的な絶縁液体として、フッリナート ($C_xF_yN_z$)、ガルデン ($C_xF_yO_z$) などがある。大きな電子親和性をもつフッ素を多数含む高分子の液体であり、化学的に安定（不燃性）でかつ優れた絶縁性を持つ。ただし、非常に高価であるため、大型の高電圧機器の絶縁にはコスト的に不向きである。

4.5.3 固体絶縁体（磚子、樹脂）

固体の絶縁体には様々なものがあるが、ここでは主に高～超高真空中で利用できる絶縁材料について簡単にまとめる。

超高真空装置における高電圧の絶縁は、絶縁耐力の他、機械的な強度、耐熱性の点からセラミックスが使用されている。一般的に使用されているアルミナ (Al_2O_3) セラミックスでは絶縁破壊の強さは15～20 kV/mm程度であるが、現実の絶縁破壊（放電）は絶縁部のギャップ長など使用状況により異なる。 Al_2O_3 はバンドギャップが約6 eVの絶縁体だが、高エネルギーの荷電粒子や光子などが照射されると伝導帯へ電子が励起される。（図42）

光陰極の章で説明したが、バンドギャップを持つ物質はその伝導帯にバンドギャップと同じエネルギー分のマジックウィンドウが存在するため、電子は散乱の影響をあまり受けずに物質内を走ることができる。高電界状況では物質内の電界で加速されるため電子はエネルギーを得て価電子帯の電子を励起する可能性があり、実際にセラミックスの2次電子放出係数は高く、数～10 keV 領域で2～8程度ある報告がある [72]。セラミックスなどの絶縁体では、沿面に沿って2次電子の発生が雪崩的に発生することによって放電（沿面放電）する場合が多いと考えられる。

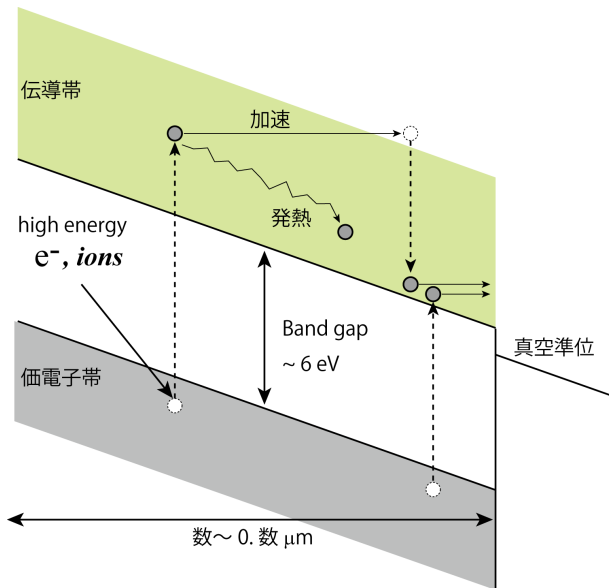


図 42: 高電界中のアルミナセラミックスのバンドおよび高エネルギー荷電粒子による励起、2 次電子発生機構。

100kV を超えるような超高電圧を絶縁するセラミックス管は、沿面放電の抑制および放電発生時の損傷を抑える目的でセラミックス管を多段に分割する手法がよく用いられる。それぞれの段には電極が取り付けられ、大気側（または絶縁ガス側）の各段は隣接する段との間を高抵抗の抵抗体で接続することで、暗電流や微小な沿面放電が発生している場合でも安定な電界分布を保ち、高電圧を安定に保持する。また、セラミックスと金属（陰極）の接合部と真空（または気相）から成る 3 重点（トリプルジャンクション）は沿面放電の起点となりやすいため、トリプルジャンクションの電界強度を下げる目的でその近傍に接合部と同電位となるリング状の電極を設置する。ERL DC 電子銃の高電圧部の絶縁にこの多段式セラミックスおよびリング状の電極を採用している。

高～超高真空環境下で数 kV 程度の電圧の電極支持や配線の絶縁には、セラミックス材料の他に機械加工ができるセラミックス（マコール、ホットベール）、低アウトガス性樹脂（PEEK、カプトン、VESPEL、AURUM）などが利用できる。それぞれの材料特性を表 9 にまとめる。

表 9: 高～超高真空中で使用できる代表的な絶縁材料の特性の参考的な値。(ただし、最高使用温度は真空を保証するものではない。) マコールは Corning International 社の登録商標、ホトベールは住金セラミックス (株) の登録商標、カプトン、テフロン、VESPEL は米国デュポン社の登録商標、PEEK は Victrex 社の登録商標、AURUM は三井化学 (株) の登録商標。絶縁破壊の強さについては測定条件により大きく異なり、特に PEEK、カプトンについては薄板またはフィルム形状の場合の値となっている。

	絶縁破壊の強さ [kV/mm]	最高使用温度 [°C]	密度 [g/cm ₃]	熱伝導率 [W/m/K]	線膨張係数 [×10 ⁻⁶ /K]
アルミナ (99% 相当)	15	1500	3.8	29	7.2 ~ 8.0
ステアタイト	15	1000	2.7	2.5	7.7 ~ 8.5
コーディエライト	19	1200	2.6	4	0.1 ~ 0.26
マコール	40	800	2.5	1.7	9.3 ~ 12.6
ホトベール	18	1000	2.59	1.5	8.5 ~ 9.0
PEEK	105*	250	1.32	0.25	40~50
カプトン (500H/V)	230*	400	1.42	0.16	24~27
VESPEL(SP-1)	22	280	1.4	0.3	45~54
AURUM	16	240	1.33	0.17	55

5 ERL 電子銃の開発（設計から立上げまで）

この章では実際の ERL 電子銃の開発について、cERL に設置されている電子銃（1 号機）およびバックアップ兼 R&D 機として開発された電子銃（2 号機）を例に設計から立上げまでをこれまでの経験を含めて述べる。1 号機は 2007 年より JAEA にて開発が開始され、2 号機は 2009 年より KEK で開発が始まった。当時、JLAB、Cornell 大、Daresbury 等で電子銃の高電圧化に伴い深刻な問題となっていたセラミック管トラブル（punch-through）があり、この問題に対処できるようにするため 2 号機のセラミック管のサイズ、フランジの取り合いは同じ形状を採用している。⁶ 1 号機および 2 号機の全体図を図 43 に示す。

以下では、1 号機および 2 号機のこれまでの開発の歩みについて、断片的に両者を織り交ぜながら、主に私が担当した 2 号機の設計から立ち上げまでを中心に以下にまとめる。

5.1 設計仕様

cERL 運転の第一目標に合わせ、電子銃の目標とした基本仕様は表 10 に示すとおりである。

表 10: ERL DC 光陰極電子銃の基本設計仕様

運転電圧	500 kV
最大電流	10 mA
到達真空	10^{-10} Pa 台

運転電圧は、入射器全体のビームダイナミクスを考慮し、77pC/bunch のビーム輸送を規格化エミッタンスが 1 mm mrad 以下でおこなうことができる加速電圧として 500kV としている [74]。設計当初の DC 電子銃の最高運転電圧は JLAB-FEL 施設の DC 電子銃および Cornell 大が開発した DC 電子銃の 350kV であったため、この目標は challenging であったが、後で述べるように 1 号機で世界で初めて 500 kV の安定印加を達成している [75, 76]。

⁶Cornell 大においても 2 台目の電子銃を立上げ、分割型セラミック管を採用して 500kV を超えるところまで高電圧エージングが行われた [73]。

最大電流については、ERL 計画の最終目標の 100 mA よりも小さな値だが、国内におけるこれまでの光陰極 DC 電子銃の運転実績（名古屋大、50 μ A, 120 時間連続運転 [78]）、電源の製作費用および技術、CW 方式電源で低リップルと大電流を実現させた場合の放電の影響などの観点から最初のステップとして 10mA を目標としている。

到達真空は、カソード寿命問題と直結するため、これまでの名古屋大、JLAB (FEL, CEBAF)、Cornell 大、Mainz 大などでの光陰極 DC 電子銃で達成できている圧力と少なくとも同等かさらに 1 桁以上低い圧力の達成を目標とした。

5.1.1 真空容器

極高真空が求められる電子銃の真空容器の材料として、低アウトガス性能は最も優先すべき要素である。候補には、3.4 で述べた低アウトガス材料および表面処理が挙げられるが、製作した大型の真空容器の表面をムラなく適切な処理ができる条件を考えると、化学研磨だけで特に高温熱処理の必要のないチタンが適当であると判断した。また、チタン材を電子銃真空容器に使用することは、古田氏の報告 [64] によれば電界放出暗電流を抑える意味でも優位に働く可能性が考えられる点も理由の一つに挙げられる。

真空容器のサイズは主に、

- 内蔵する陰極との絶縁距離が十分確保できること
- 排気装置（NEG、IP もしくはクライオポンプ、TMP）を十分大きなコンダクタンスで接続ができること
- 高電圧を供給するセラミック管、カソード導入口、ビーム出射口が接続できること、
- 組立て、保守などでメンテナンスができるポートをもつこと

の 4 項目を満たす条件で決める。

チタン材を利用する場合の注意点として、チタンは TIG 溶接が可能であるが、活性な金属であるため溶接時に大気中の酸素や窒素と反応しないように表と裏側の両方を不活性ガスで十分シールド

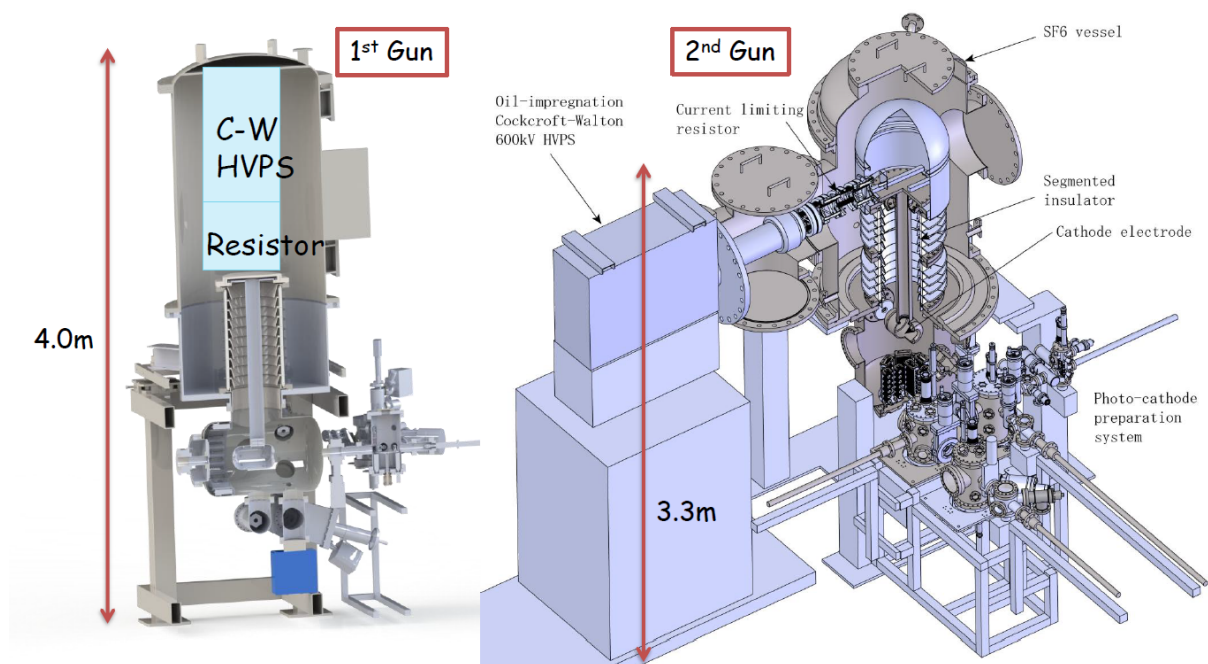


図 43: 電子銃 1 号機と 2 号機

を行う必要がある。これが不十分な場合、確実な気密性と強度が保障されないため、チタン製の真空容器の製作には高い溶接技術が求められる。また、純チタンはステンレス鋼（SUS）と比べ柔らかいため、気密性能上、強度が必要となるコンフラットフランジ（ICF）には SUS 相当以上の硬さを有するチタン合金を使用する必要があり、大口径のメタル O リングシールの箇所についても SUS 相当の硬さのチタン材を選択する。電子銃の真空容器に使用したチタン材料は、全てミルシートによって不純物および強度が十分かチェックを行い、フランジ材については鍛造されたものを用いた。真空容器は製造後に、内面に対し # 400 のバフ研磨を施し、その後に洗浄および表面処理を行った。

真空容器製造後の表面処理は、次の 7 工程を順に実施している。[58]

1. 脱脂洗浄
2. 化学研磨
3. 高圧純水洗浄
4. 硝酸処理

表 11: ステンレス鋼とチタン材の硬さ（ビッカース硬さ）。値は参考値。

	硬さ (H_V)
SUS304	170～190
純チタン (JIS2 種)	140～150
純チタン (JIS3 種)	～200
KS-100(JIS3 種相当)	230～280
チタン合金 (6Al4V)	280～330

5. 高圧純水洗浄およびワイピング
6. 超純水洗浄（クリーンルーム内）
7. 窒素ブローによる乾燥とパッケージ（クリーンルーム内）

この表面処理は、真空容器の他、電子銃で使用するチタン製の電極や真空内の部品について全て同じか同等の処理を行っている。

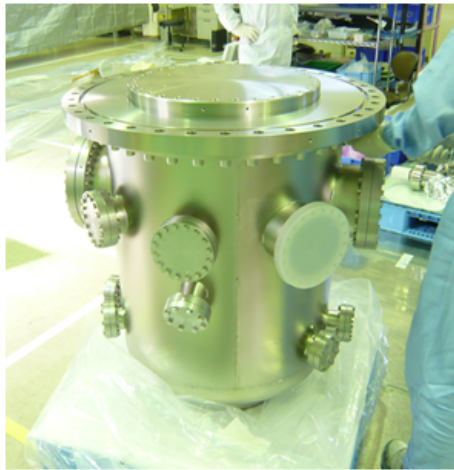


図 44: 工場のクリーンルーム内での電子銃チタン製真空容器の組立て風景。(2号機)

5.1.2 セラミック管

セラミック管のサイズは製造コストに大きく影響する。これまでの経験から、電極表面の電界強度が $10\text{MV}/\text{m}$ を超えると放電が発生するリスクが高まるこれまでの経験から、内部に挿入するサポート管電極表面で $10\text{MV}/\text{m}$ を超えないサイズとして、外径 $\phi 400\text{ mm}$ $\times$ 内径 $\phi 360\text{ mm}$ 、長さ 65 mm の円筒セラミックスを10段組とする構造とした。

セラミックス素材の選択に関しては、絶縁耐力性能の他、放出ガスに関して昇温脱離法による調査を予め行い選択した(図45)。1号機では高純度アルミナ(日本特殊陶業製: A99P)を使用し、2号機では耐沿面放電の新素材セラミックス(京セラ製: TA010)を使用している。

セラミック管の製造の際は、最初に素材そのものに欠陥や鬆(す)が入っていないか、焼きあがりの段階および設計寸法まで研削した後にカラーチェックと呼ばれる染色液による目視確認を行った。また、表面の研削工程では、研削の加工歪みが多く残らないように、適切な研削工具の選択および仕上げ研削では十分研削量を抑えた加工を指定している。

円筒セラミックスの両端面はメタライズ処理がされた後、コバール板を介して互いにろう付け接合される。1号機で使用された高純度アルミナセラミックスと2号機で使用了特殊セラミックス

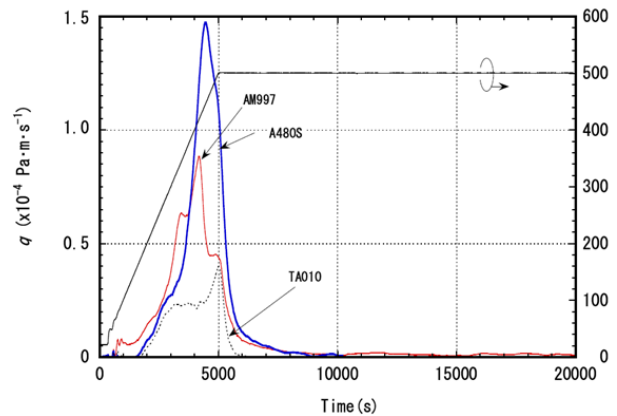


図 45: 昇温脱離法によるセラミックス素材のアウトガス評価。(協力: ULVAC つくば超材研究所)

では、メタライズおよびろう付けの方法が異なっている。

セラミック管の両端のフランジ接合部もまたコバール金属を介してフランジ側はコバール板と溶接される構造となるが、フランジ金属の線膨張係数はセラミックスおよびコバール金属との異なるため、セラミックのろう付け接合側にバックアップリングと呼ばれる歪みの支えとなる短い円筒セラミックスがろう付けされている。1号機セラミック管はフランジ材はステンレス材、2号機のフランジは線膨張率を電子銃容器側と合わせるため同じチタン材を用いている。(図46)

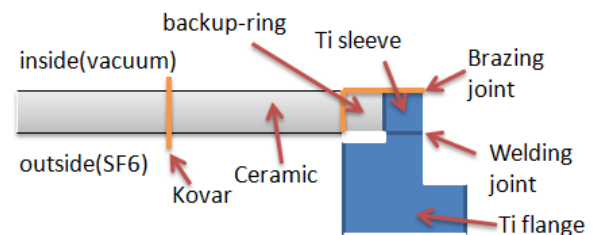


図 46: セラミック管の接合部の構造。

セラミック管の内側および外側には、各段境界のコバール板の部分にトリプルジャンクションの電界強度を抑えるためのガードリング電極を設置する。真空側のガードリング電極も低アウトガス性を求めるため、チタン材を採用し、外側(SF_6)側はアルミ材とした。真空側のガードリングの内径は、約 285 mm であり、前述した式(4.14)で求

められる最大電界強度が極小値となる径に近いおよそφ 101mm を陰極サポート管の直径として採用した。

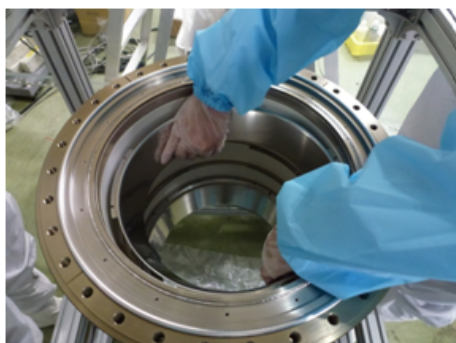


図 47: セラミック管内部にガードリングを取り付けている様子。

5.1.3 排気系

真空容器および内蔵する電極などからのアウトガスを抑えると共に、極高真空環境で高い実効排気速度をもつ排気装置を効果的に配置して極高真空を生成する。

1号機と2号機の主排気系の構成を表12に示す。

表 12: 1号機と2号機の主排気系の構成。NEG は水素に対する排気速度（カタログ値）、(*) 窒素に対する排気速度（カタログ値）、(**) 窒素に対する実効排気速度（ $1 \times 10^{-9} \text{ Pa}$ 時の値）。圧力は窒素換算値。

	1号機	2号機
NEG pump	$16 \text{ m}^3/\text{s}$	$9.6 \text{ m}^3/\text{s}$
Ion pump	$0.4 \text{ m}^3/\text{s} (*)$	-
Cryo pump	-	$\sim 1 \text{ m}^3/\text{s} (**)$
到達圧力	$7 \times 10^{-10} \text{ Pa}$	$4 \times 10^{-10} \text{ Pa}$
真空計	Extractor	3B gauge [53]

残留ガスの主成分となる水素は、高い排気能力をもつ NEG ポンプで排気する。残りの残留ガス成分については、イオンポンプまたはクライオポンプで排気する。

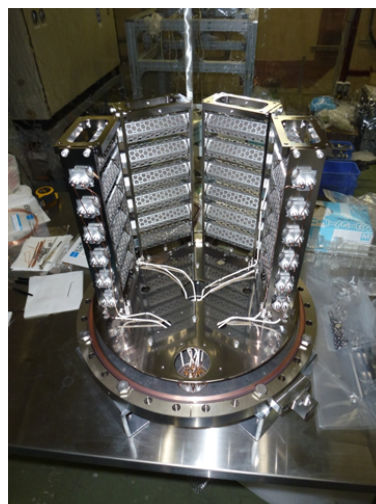


図 48: 実装した NEG ポンプ（2号機）。活性化ヒーター内蔵式の 400 L/s の NEG を 6 組直列接続したものを 4 セット並列で導入端子と接続している。1 本あたり約 70W の電力で活性化を実施する。

通常のクライオポンプは、気体分子を吸着・排気する吸着材を有する低温部と冷凍機部が一緒の真空槽に存在し、冷凍機部は構造上ベーキングができないために真空槽の中に水分子等が残る部分が存在することとなり、水分を嫌う PEA や NEA 光陰極を扱う電子銃にとって都合が良く無い。そのため 2 号機で用いるクライオポンプは、低温部と冷凍機部の間を薄い金属板で空間的に隔離した構造を持ち (図 54)、クライオポンプ駆動前のベーキング工程で低温部にある吸着材および周囲をベーキングできる特殊なクライオポンプとなっている [79,80]。80K および 20K の 2 段の GM 冷凍機と最終部の J-T 弁によって低温部を 4K 相当まで冷却することが可能となっている。

5.1.4 高電圧系

1号機および2号機の高電圧発生装置の仕様について表13に示す。

1号機の高電圧電源は、高電圧発生部が全て SF_6 タンクの中に挿入される設計となっており、出力部は出力抵抗を介して SF_6 タンク内でそのまま電子銃のセラミック管に接続される。2号機では、高電圧発生部は絶縁油が入った気密筐体内にあり、

表 13: 1 号機と 2 号機の高電圧発生装置の設計値。

	1 号機	2 号機
最大電圧	550 kV	600 kV
最大電流	10 mA	10 mA
1 次側駆動周波数	40 kHz	30 kHz
段数	12	14
コンデンサ容量	2.4 nF	2.1nF
フィルタ容量	0.2 nF	0.15 nF
インダクタンス	2H	～ 0.3 H
リップル (設計値)	1.2×10^{-5}	1×10^{-4}
絶縁方式	SF_6	絶縁油 (本体) SF_6 (出力部)

太い FRP 管を介して油中から気中 (SF_6) へ高電圧を出力する構造の電源となっている。

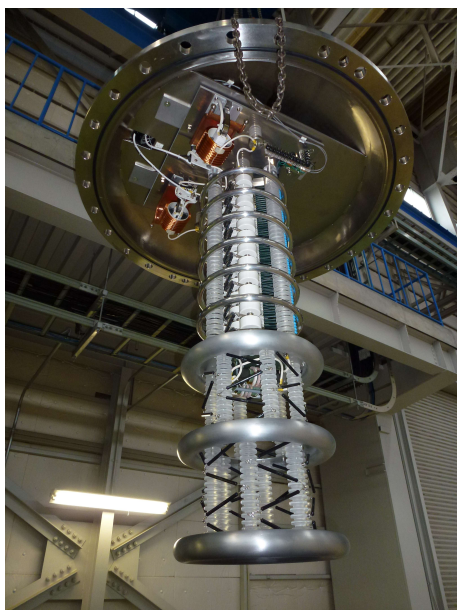


図 49: Cockcroft-Walton 型高電圧電源 (1 号機)。

セラミック管の上端に印加された高電圧は、セラミック管内部のサポートロッドを介してカソード電極に対して高電圧をかけている。カソードロッド表面からセラミック管へ向けた電界放出はセラミック管に深刻なトラブル (punch-through) を引き起こす可能性があるため、設置したガードリング電極およびサポートロッド表面の電界強度を知り、危険な大きさでないか確認することは重要で

ある。

POISSON による電界分布計算の結果、セラミック管内部のガードリング表面で最大 8.4 MV/m、カソード電極サポートロッド表面で最大 7.9 MV/m である [75]。2009 年の段階でサポートロッドを挿入状態で 550 kV まで電圧印加に成功した実績から 2 号機のサポートロッドおよびガードリング形状はこれとほぼ同じ形状を採用している。

カソード電極およびアノード電極は共にチタンで製作され、表面処理は真空容器と同様の化学研磨および精密洗浄を施している。カソード電極は、光陰極表面の電界強度を高める目的、および電極中心軸から外れた場所 (off-center) からのビーム発生でビームのエミッタンスが極端に悪くならないようにする目的で光陰極近傍の収束力を与える電極傾斜はピアース型電極よりも小さい角度としている。アノード-カソード電極間距離は、1 号機では当初 100 mm であったが電極間放電、暗電流の問題回避のため現在は 160 mm となっている。2 号機では 70 mm と短ギャップ仕様としている。2 号機の電極間電界分布および軸上の加速電界強度分布について図 50,51 に示す。

5.2 電子銃装置の立上げ

5.2.1 真空性能評価

真空性能評価として、到達圧力による評価の前に、2 号機では電子銃全体の全ガス放出速度の測定およびベークブルクライオポンプの実効排気速度の評価を行っている。こうした実装置で大型の真空容器の全ガス放出速度評価や超～極高真空状況でのポンプの排気速度の測定例は数少なく、今後の極高真空装置の開発にとって貴重なデータとなる。

【全ガス放出速度の測定】

全ガス放出速度は、図 52 に示す構成で行っている。容器内の圧力は、高～超高真空では電離真空計 (EXG) を、中真空領域はスピニングローターゲージ (SRG) で測定する。電子銃には主排気系を除く内蔵すべき電極、バルブを設置した状態で超高真空を生成するための一連のベークイング工程 (150 °C、100 時間) を経て真空容器内が常温で超

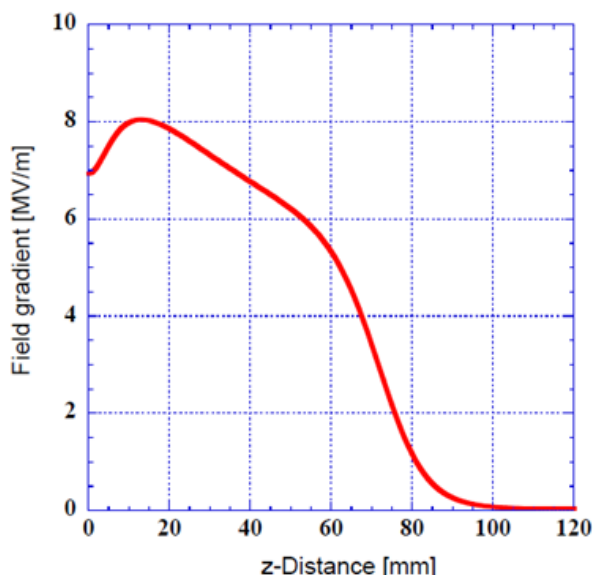
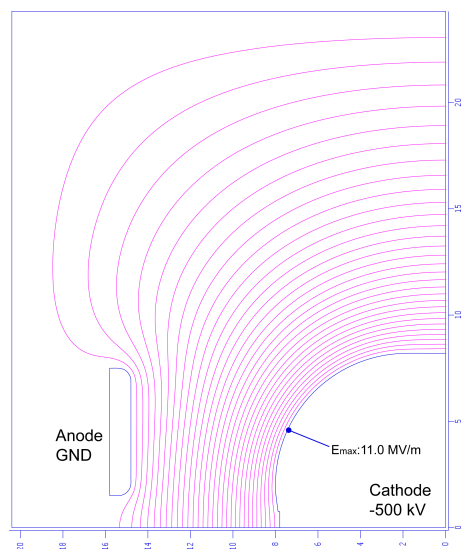


図 50: 電子銃（2号機）加速電極間の電界分布

図 51: ビーム軸上の加速電界強度。z=0 が光陰極表面。

高真空状態になったところで、排気系（TMP）とつながるバルブ（ICF253 ゲートバルブ）を閉じ、電離真空計も止めて SRG での圧力測定に切り替える。図 53 に結果を示す。この測定では SRG はオフセット値としておよそ $1 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ のバックグラウンドがあり、バルブを閉じた後に圧力は時間に対して線形に増加していることがわかる。真空容器内の容積はおよそ 0.33 m^3 であり、圧力を水素に対する圧力に換算したときの全ガス放出速度は、 $8.1 \times 10^{-11} [\text{Pa m}^3/\text{s}]$ であった。これから見積られるガス放出速度は $10^{-12} [\text{Pa m/s}]$ 台であり、ステンレス鋼の電解研磨処理で得られる表面よりも数十分の 1 程度の低い値が実現できていることを実験的に確かめることができた。

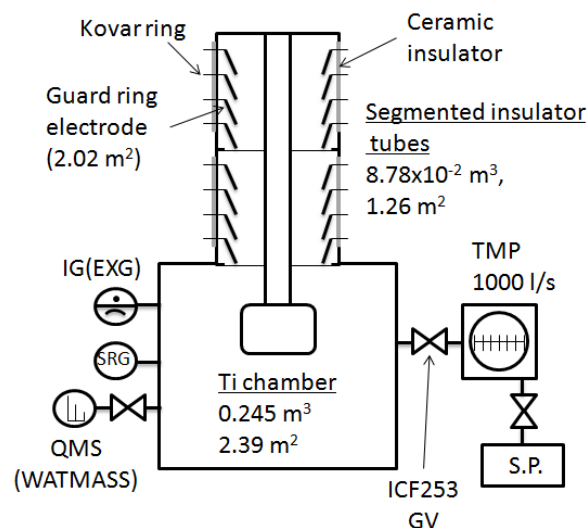


図 52: 電子銃の全ガス放出速度評価時の構成。

【実効排気速度の測定】実効排気速度の測定は、図 54 に示す構成で実施した。こちらも、電子銃真空容器と同様のベーキング工程を経た後、クライオポンプを起動し、排気を行うクライオパネルが十分冷えた状態で粗排気系（TMP）を切り離し、クライオポンプのみの単独排気の状態をつくる。この状態で到達圧力は極高真空系（EXG）でおよそ $6 \times 10^{-10} \text{ Pa}$ (N_2 換算) となった。

排気速度測定時のガスの導入方法は、産総研で開発された標準コンダクタンスエレメント [81] を利

用し、 H_2 , CH_4 , CO , Ar , CO_2 について $10^{-11} \sim 10^{-8} [\text{Pa m}^3/\text{s}]$ の範囲で正確な流量で導入し、排気口の圧力を感度係数が較正されている極高真空系（EXG）で測定することによって、各ガス種に対応する極高真空領域での実効排気速度の測定が可能となった。図 55 に結果を示す。

測定したガス種全てで高い排気速度が確認されたが、水素に対しては導入したガス量（積算値）が増加すると低下し、圧力 $2 \times 10^{-9} [\text{Pa}]$ での排

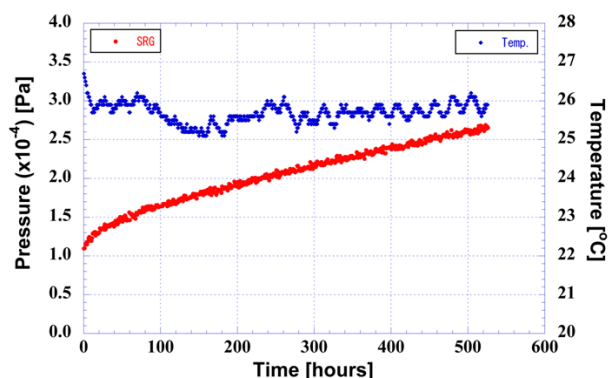


図 53: 電子銃の全ガス放出速度評価の結果。

気速度は $5 \times 10^{-6} [Pa m^3]$ 導入後で半減し、 $3 \times 10^{-5} [Pa m^3]$ では排気速度が 1/10 程度になることがわかった。

【真空の総合試験】

クライオポンプ、NEG ポンプを電子銃真空容器に組み込み、ベーキングを行って極高真空の生成試験を行った。代表的なベーキング工程の温度および真空の時間変化を図 56 に示す。電子銃真空容器および接続するフランジやバルブにはリボン状のヒーターを巻き、セラミック管は専用のヒータージャケットを製作し、それを巻いて温度の調整を行っている。

ベーキングの設定温度に到達後、約 100 時間保持した後に NEG を活性化し、活性化完了とともに全体の温度を下げる。約 60 °C 程度まで温度が下がったところでクライオポンプを起動し $10^{-9} Pa$ 台で粗排気 (TMP) を切り離して NEG およびクライオポンプの排気状態となり、10 時間程度で低温パネルが 10K 以下の状態となり $10^{-10} Pa$ 台の極高真空が生成される。

クライオポンプの水素に対する積算的な排気の問題を先に述べたが、半年以上の NEG とクライオポンプの排気状態で特に圧力が上昇するような問題は無く、むしろ長期間の排気によって非常にゆっくりと到達圧力は低下し、最近では $3 \times 10^{-10} Pa (N_2 \text{ 換算})$ の圧力が得られている。

極高真空の生成の点では、チタン製の真空容器を使用する場合に特有な問題があることを経験している。

【トラブル 1：線膨張係数の異なるフランジ接合】

電子銃真空容器をチタンで作製したが、これと接続するフランジの一部（バルブ等）では一般的なステンレス材のフランジと接続する部分がある。チタンの線膨張係数はステンレスの半分程度であるため、ベーキングを行うと、特に温度を下げる過程でリークを起こすリスクが高く、1 号機および 2 号機で実際に発生した。通常の銅ガスケットの厚さは 2mm であるが、これを 3mm 以上のガスケットを使用することでベーキング時の両者の膨張差による歪みをガスケットの領域で緩和し、リーク発生の問題はかなり抑えられることが分かっている。

5.2.2 高電圧電源

製作した高電圧発生装置は、最初に電源単体で高電圧出力試験を行う。大気中ではコロナの発生があるため、最高電圧 100 kV までの出力条件で 10M Ω のダミーロードに接続し、10mA の出力が問題無く得られることを確認した。

次に、高電圧電源（出力部）を SF_6 タンク内へ挿入して N_2 加圧または SF_6 導入状態で 100kV 以上の電圧出力試験を実施した。2 号機電源では、この工程で数回にわたり高電圧配線箇所からの放電による故障を経験した。その中でケーブル出火に至ったトラブルを以下に記す。

【トラブル 2：高周波の高電圧配線】

問題は高電圧高周波が C-W 回路の入力部に接続されるケーブルで発生した。このケーブルには 30kV 以上の耐電圧の絶縁被覆を有したケーブルで、昇圧トランスと C-W 回路入力部の間をつなげるものであったが、ケーブルの途中の固定を接地電位に近い箇所で行っていた。トラブル発生時にはケーブルにはおよそ 15kV、30kHz の交流電圧が印加されている状況であったと推測されている。直流の高電圧配線であれば耐えられた可能性はあるが、30 kHz の高周波であったため、ケーブルと接地電位の架台の間で容量性の誘導電流が流れ、固定箇所が発熱して絶縁被覆材料であったポリエチレンが溶け、アークが発生、絶縁被覆材料のポリエチレンが燃えて出火した。その後、接地電位からは十分離れた配線ができるように高圧電源の

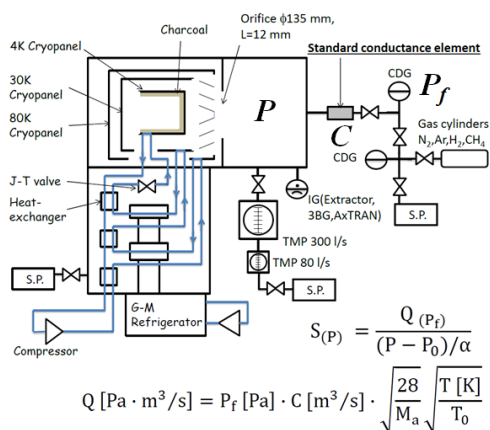


図 54: 実効排気速度測定装置の概略図

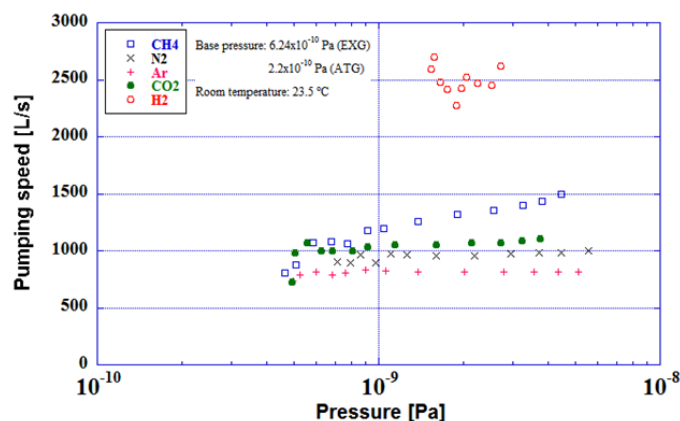


図 55: クライオポンプの実効排気速度の測定結果。

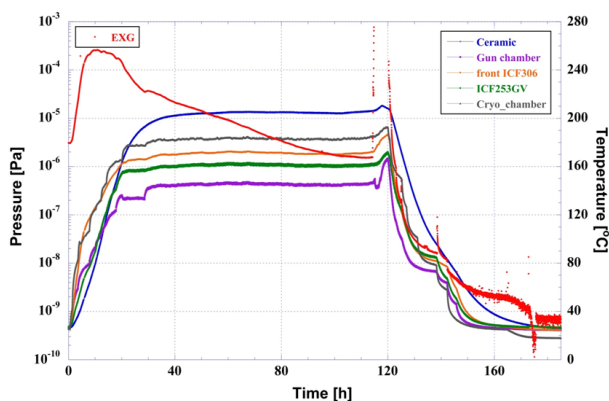


図 56: ベーキングと極高真空の生成

1 次入力端子の位置を変更し配線しなおすことで問題は解消した。

電源の放電問題解消後、単体で最大 580kV までの電圧印加および 500 kV 状態の長時間保持も確認した。

5.2.3 高電圧試験

次に、高電圧電源を電子銃のセラミック管と接続、高電圧を印加する試験を実施し、電子銃側の高電圧印加による問題の洗い出しを行った。

1 号機では、最初にガードリング付きセラミック管のみの高電圧試験を実施し、次にカソード電極を支えるサポートロッドを追加した状態で試験を実施、最後に電極を設置した状態で試験を実施する方

法でそれぞれの部位で高電圧に伴う問題が無いかを着実に抑えながら進められた。2011 年に 500kV の印加が可能となったが、電極間の放電と暗電流の問題から電極間ギャップを 100mm から 160mm へ広げることでその後安定に 500kV の印加およびビーム試験が行える状況となっている [77]。

2 号機では、高電圧電源のトラブルのため 2013 年より高電圧試験を開始した。最初に起きた問題は、300kV 以上の電圧で出力電圧が不安定となり、それに伴い電流値も不安定となる現象であり、放射線の発生は無いことから、 SF_6 容器内で問題が起きている状況であった。

【トラブル 3：高電圧配線とコロナ放電】

高電圧電源とセラミック管をつなぎ、放電時に電流を制限する保護抵抗に問題があることが判明した。初期の保護抵抗はガラスエポキシでできた支柱の周りに多数の抵抗を螺旋状に巻きつけたものであったが、抵抗同士をつなぐ線が細く、ここからコロナ放電が発生していることが疑われた。トラブル発生後に電界計算で見積ったところ 300kV 出力時に線の表面に 13MV/m 相当の電界がかかっていることがわかり、これを解消するため、抵抗配線に電界が及びにくい配置の保護抵抗カラムを設計した。新しい保護抵抗では 500kV 印加状態で配線表面の電界は最大でも 4MV/m 以下であり、実際にこの新しい保護抵抗を用いることによって 300kV 以上の電圧と電流の不安定性は解消し 550kV まで

同様のコロナ発生の問題は起きていない。

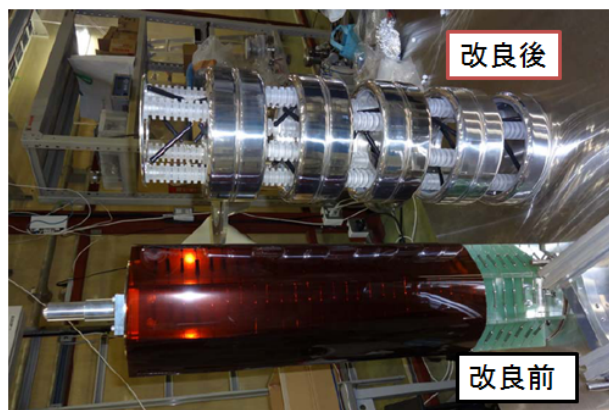


図 57: コロナ放電の問題があった保護抵抗（下）および改良後の保護抵抗（上）。

【トラブル4：圧力容器と超高真空の気密】

2号機ではメンテナンスのため SF_6 ガスの回収・再導入時に一度真空が悪化したトラブルが発生したが、このときの残留ガス分析器のスペクトルから SF_6 ガスが電子銃容器内にリークしていることが判明した（図 58）。He リークテストの結果、電子銃とセラミック管の接続フランジより $10^{-9} [Pa \cdot m^3/s]$ 台のリークが見つかり、ボルトの増し締めによってリークは検知レベル以下となった。原因は、 SF_6 タンク内圧力が真空から +0.2MPa（ゲージ圧）と 3 気圧異なり、この気圧差はセラミック管のフランジ全体でおよそ $6 \times 10^4 N$ の力の差が生じるため、回収と充填の工程でフランジ接続部がわずかに歪んでリークが発生したと考えられる。幸い、その後の回収・充填でリークは再発していないが、設計上、圧力差が大きくなる箇所では超高真空を必要とする金属ガスケット、金属性 O リングなどでの気密接続を行う場合、応力による歪みを検討し、十分な強度をもたせる必要がある。

5.2.4 高電圧エージング

【トラブル5：エージング工程での電界放出源の発生】極高真空が生成できたところで、高電圧エージングを進めたところ、300 kV を超えたあたりの放電後に放電電圧が 200 kV 以下に下がり、それまでに検出されていなかった暗電流の増加とそれ

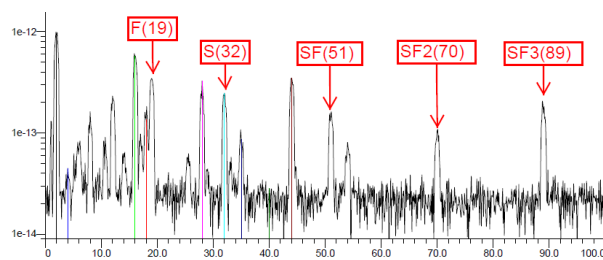


図 58: SF_6 リーク時の RGA による質量スペクトル測定

に伴う放射線が観測されるようになるトラブルが発生した。

電圧を変えながら暗電流の測定を行い、FN プロットを作成すると直線状になるプロットとなり、カソード電極上に電界放出源が発生していることがわかった（図 59）。真空容器の周りに放射線の検出器を数か所設置し、放射線量の高い場所を特定し、その後電子銃の真空を破って電極を取り出したところ、電界放出源位置として予想されていた場所に細い線状のダストが付着していることを確認した。このダストはブロアーで清浄な空気を吹き付けると吹き飛んで無くなるものであった。

1号機でも同様にエージング中に電界放出源が電極上に発生し、電極表面をリントフリーのベンコットで軽く拭きとる処置で回復したため [84]、2号機でも同様に最後に電極表面を拭き取って電子銃へ戻したところ電界放出源は消失し、高電圧の印加が再び可能となった。

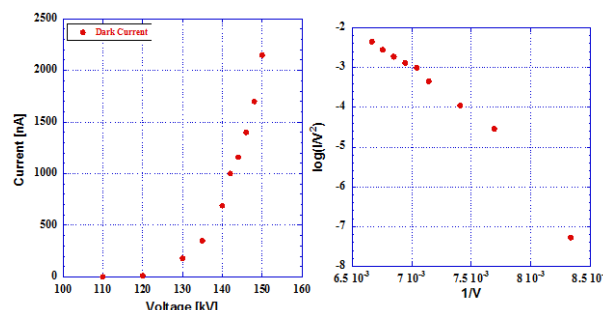


図 59: 電界放出源発生時の暗電流および FN プロット

回復後の高電圧エージングは順調で、放電回数 50 回で 550 kV までのエージングが終了 (図 60) し、その後の 510 kV (加速電圧 500 kV) の保持試験についても 50 時間以上、無放電状態で維持できることを確認した。

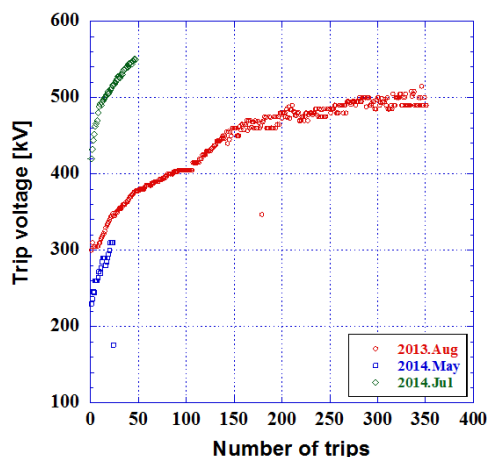


図 60: 高電圧エージングの履歴 (2 号機)。

5.3 光陰極の準備装置

電子銃へ光陰極を挿入するため、電子銃装置の後ろには光陰極の導入および表面処理を行う準備装置が接続される。現状の光陰極準備装置は、GaAs 半導体光陰極を扱うための表面クリーニング装置、NEA 表面作製装置で構成されている。

前述したように、GaAs 表面上に形成する NEA 表面は化学的に活性な残留ガスがあると容易に反応して失われてしまうため、これらの装置は通常は超高真空の状態となっている。大気より導入した GaAs 基板は、表面クリーニング装置内でおよそ 400℃程度まで温めながら、原子状水素を表面に照射して GaAs 基板表面の炭素化合物や酸化物などを蒸気圧の高い物質へ還元して除去し、原子レベルで清浄な表面を作る。そして、トランスファロッドを利用して真空中で清浄な表面となった GaAs 基板を NEA 表面作製装置へ移し、セシウムと酸素を交互に供給して量子効率の高い陰極表面を作る。現状の光陰極準備系では、励起波長 532nm において NEA 表面作製直後で 10% 相当の量子効率が得られている。

電子銃でビームを発生させる際に、光陰極表面を不用に広い範囲で NEA 表面にすると、励起レーザー光の空間強度分布に応じて陰極上で発生するビームにハローが発生する。mA 級の大電流ビーム生成時でもビームロスを nA レベルまで抑えるためには、NEA 表面のエリアは必要最小限に抑えることが重要であり、φ 5~10mm のマスクを通して Cs 蒸着を行い制限をかけている。

表面クリーニング、NEA 表面の作製の一連の工程はおよそ 3~4 時間程度の時間を要するため、2 号機のカソード準備系は、1 度の工程で同時に 3 つの GaAs 陰極の NEA 表面を作製でき、さらに光陰極を貯蔵できる機能を持った真空容器が加えられている [85]。

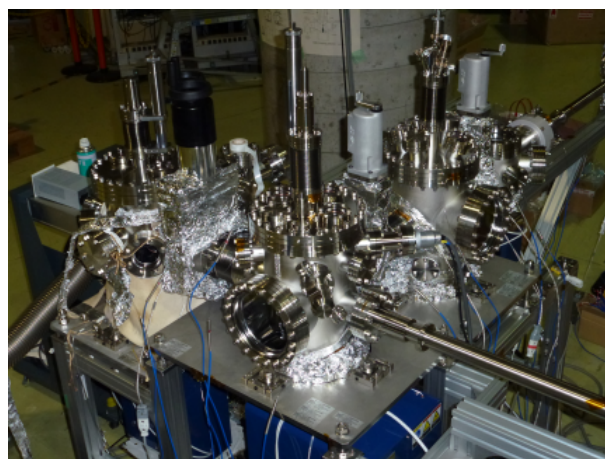


図 61: カソード準備系 (2 号機)

5.4 電子銃の運転

最初に立ちあがった 1 号機は、cERL へ設置する前に電子銃単独で大電流試験が行われている。図 62 がその時の結果であり、電圧 500kV 時では C-W 電源側の出力制限の問題があり、1.8mA までのビーム出力となっている。その後、440kV で 1mA の引出しを 30 分間行い、その時の QE 低下の状況から、運転状態でのカソード寿命が 46 Coulomb と見積られている [86]。この試験の結果から、cERL で必要となる電子ビームの供給が十分可能であることが示され、2012 年に現在の cERL 加速器室内へインストールされることとなった。

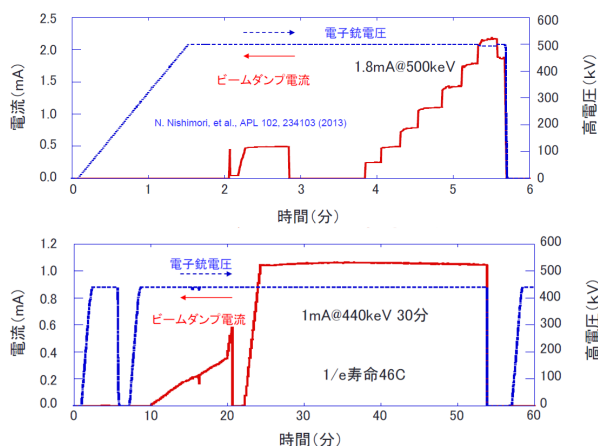


図 62: 1 号機単独の大電流ビーム試験 [86]

cERL へ移設後の最初のセラミック管単体の高電圧試験において、420kV で放電を繰り返すトラブルが発生した。その後の調査で、10 段分割中の上下 1 段ずつで放電が起きていると推測できる結果が得られたため、この段の分割抵抗をショートとして、8 段の状態で 390kV の電圧で運転している。⁷

cERL では、最初に周回部ができ上がる前の 2013 年までは、入射器のみのバースト運転（繰返し 1.3 GHz、マクロパルス幅 $1\mu s$ 、5Hz）が行われた。電子銃直下のスクリーンモニターを使い、微小電荷でのエミッタンスの測定では予想される GaAs の熱エミッタンスとほぼ同等の値が得られていることが確かめられた。

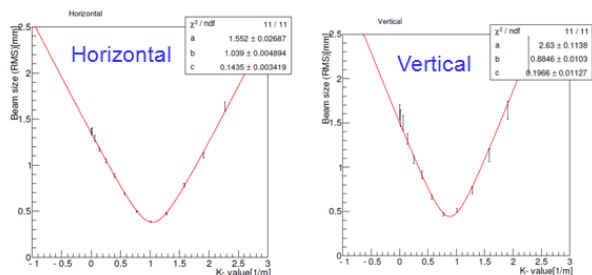


図 63: ソレノイドスキャンによるビームサイズの変化。[82,83]

⁷次期の運転から電子銃の加速電圧を 500kV とするためにこの夏に新たに 2 段のセラミック管が追加され、準備が進んでいる [87]。

2013 年に周回部が完成し、2014 年に最大電流 $10\mu A$ で電子銃からの CW ビームの供給が始まり、2015 年より最大電流を $100\mu A$ まで上げた運転が行われた。代表的な CW ビーム供給時のビーム電流履歴を図 64 に示す。cERL 加速器は午前中に冷凍機の立上げ、午後からビーム調整となり、夕方から午後 23 時頃までが CW 運転ができる運転スケジュールとなっている。図中でビーム供給が止まっているところは、加速器室内へ入室する作業等のために止まっており、電子銃はこれまで特にトラブル無く運用されている。

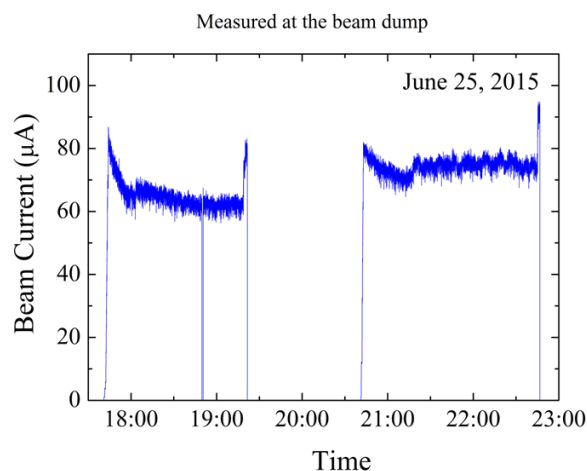


図 64: cERL における CW ビームの供給

ビーム電流値を $100\mu A$ まで上げた運転が始まった頃から、CW 運転前後で光陰極のビーム発生箇所近傍の QE の低下がその周囲よりも大きい現象が見え始めている（図 65）。ビーム電流が残留ガスをイオン化し、そのイオンが光陰極を叩く影響による QE の低下のようにも見られるが、1 日から数日程度で QE が再び回復している現象も見られている。

QE の低下は図 66 にあるように長期間の変化を見ると寿命は約 6000 時間であり、現状ではほぼ真空中で決まる寿命となっている。このため、2015 年 1 月から 6 月までカソードは交換することなく電子銃の運転を行うことができた [87]。

2 号機については、電子銃単独試験用のビームラインが立ち上がり、2015 年 4 月より最大電流値 $100nA$ 制限（放射線遮蔽からくる制限）であるが、微小電流のビーム試験を開始している。

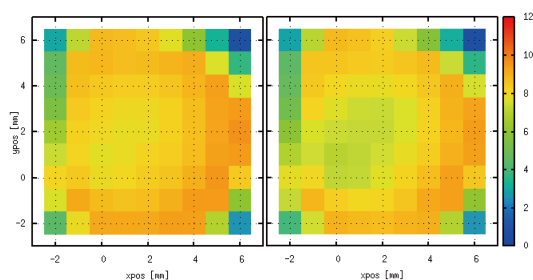


図 65: 2015/4/3 運転前 (左) と運転後 (右) の QE の 2 次元マップ。運転時は、座標 (0,0) の位置へレーザーを照射してビーム生成を行っている。

5.5 おわりに

電子銃は多くのトラブルを経験し、それを解決して現状では DC 電子銃では世界で最高の加速電圧を実現できる電子銃が立ちあがった。cERL でのビーム供給もこれまでは特に大きな問題も無く進められてきたが、2 年後にはビーム電流を現在の 100 倍の 10mA まで増強する予定であり、電子銃にとって本当に厳しい試練はまさにこれから始まる状況である。

6 謝辞

このテキストに記載した 1 号機、2 号機の実験結果は、KEK 加速器 7 系電子銃開発グループ 宮島司氏、本田洋介氏、金秀光氏、内山隆司氏、JAEA 西森信行氏、永井良治氏、羽島良一氏、松葉俊哉氏、広島大学 栗木雅夫氏、名古屋大学 桑原真人氏、産業技術総合研究所 吉田肇氏、山口大学 栗巢普揮氏、KEK 名誉教授 小林正典氏の共同研究によるものです。また、2 号機の高電圧電源設計では加速器 中村英滋氏、長橋進也氏、セラミック管製作では加速器 齊藤芳男氏より貴重なコメントのみならず、仕様書作成、工場立会いに至るまで多大なご協力を頂きました。cERL 電子銃ならびに 2 号機の運転については、帯名崇氏はじめとする制御グループの皆様、ならびに cERL 関係者の皆様のご協力無くしては不可能でした。電子銃の各種装置の製作について、難しい加工や注文に対しても快く対応頂きました多くの関係者、工場の皆様へ感謝申し上げます。テキスト執筆にあたり、

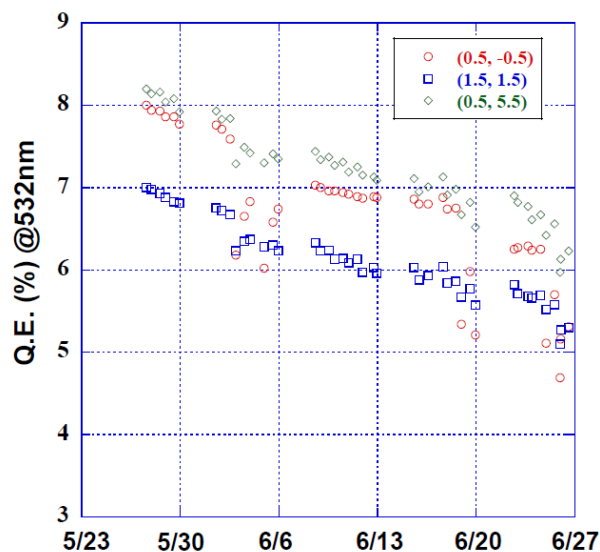


図 66: 2015 年 6 月運転時の QE の変化。赤はビーム生成点近傍、青はカソード中心近傍、緑はカソード右端位置の QE。

JAEA の西森氏に査読・助言頂きました。テキストの内容の誤りは、私個人の責任（無知、不勉強）にあります。間違い、何かお気づきのことがありましたら masahiro@post.kek.jp までお知らせ頂きますと幸いです。

参考文献

- [1] 西森 信行、OHO2008 テキスト「ERL 電子銃」
- [2] 渡川 和晃、OHO2013 テキスト「低エミッタンス熱電子銃」
- [3] 栗木 雅夫、OHO2002 テキスト「電子源」、OHO2006「粒子源の設計と現状」
- [4] 大澤 哲、OHO2007 テキスト「電子源-電子銃の種類と特徴」、OHO1990 テキスト「電子銃」
- [5] 中西 彊、OHO1995 テキスト「偏極電子源」
- [6] 羽島良一、中村典雄、坂中章悟、小林幸則、”コンパクト ERL の設計研究”, KEK Report 2007-7, JAEA-Research 2008-032, Feb. 2008
- [7] T. Abe et. al., ”Achievements of KEKB”, Prog. Theor. Exp. Phys. 2013, 03A001
- [8] K. Togawa, T. Shintake, T. Inagaki, K. Onoe, and T. Tanaka, PRST-AB 10 (2007) 020703
- [9] M. Yabashi, H. Tanaka and T. Ishikawa, J. Synchrotron Rad. 22 (2015) 477
- [10] Georg H. Hoffstaetter, Sol M. Gruner, Maury Tigner, Cornell Energy Recovery Linac Science Case and Project Definition Design Report (2013)
- [11] B. Dunham, J. Barley, A. Bartnik, I. Bazarov, L. Cultrera, J. Dobbins, G. Hoffstaetter, B. Johnson, R. Kaplan, S. Karkare, V. Kostroun, Y. Li, M. Liepe, X. Liu, F. Loehl, J. Maxson, P. Quigley, J. Reilly, D. Rice, D. Sabol, E. Smith, K. Smolenski, M. Tigner, V. Vesherevich, D. Widger, and Z. Zhao, Appl. Phys. Lett. 102, (2013) 034105
- [12] C. Gulliford, A. Bartnik, I. Bazarov, B. Dunham, L. Cultrera, Appl. Phys. Lett. 106 (2015) 094101
- [13] C.D. Park, S.M. Chung, X. Liu, Y. Li, J. Vac. Sci. Technol. A 26 (2008) 1166.
- [14] http://photon-science.desy.de/facilities/flash/the_free_electron_laser/how_it_works/electron_source/index_eng.html
- [15] S.Rimjaem, S.Rimjaem, G.Asova, J.Bahr, H.J.Grabosch, L.Hakobyan, M.Hanel, Y.Ivanisenko, M.Khojoyan, G.Klemz, M.Krasilnikov, M.Mahgoub, M.Nozdrin, B.O'Shea, M.Otevrel, B.Petrosyan, J.Ronsch-Schulenburg, A.Shapovalov, R.Spesyvtsev, L.Staykov, F.Stephan, G.Vashchenko, NIM A 671 (2012) 62-75
- [16] M.Krasilnikov, F.Stephan, G.Asova, H.-J.Grabosch, M.Gros, L.Hakobyan, I.Isaev, Y.Ivanisenko, L.Jachmann, M.Khojoyan, G.Klemz, W.Kohler, M.Mahgoub, D.Malyutin, M.Nozdrin, A.Oppelt, M.Otevrel, B.Petrosyan, S.Rimjaem, A.Shapovalov, G.Vashchenko, S.Weidinger, and R.Wenndorff, PRST-AB 15, 100701 (2012)
- [17] R. Xiang, A. Arnold, H. Buettig, D. Janssen, M. Justus, U. Lehnert, P. Michel, P. Murcek, Ch. Schneider, R. Schurig, F. Staufenberg, J. Teichert, T. Kamps, J. Rudolph, M. Schenk, G.Klems, I.Will, Proceedings of IPAC'10 (2010) 1710
- [18] <https://www.hzdr.de/db/Cms?pOid=41422&pNid=971>
- [19] J. Teichert, A.Arnold, H.Buttig, M.Justus, T.Kamps, U.Lehnert, P.Lua, P.Michel, P.Murcek, J.Rudolph, R.Schurig, W.Seidel, H.Vennekate, I.Will, R.Xiang, Nucl. Instr. and Meth A 743 (2014) 114
- [20] R. H. Fowler and Nordheim, Proc. R. Soc. London, A 119 (1928) 173.
- [21] Charles Kittel, Introduction to Solid State Physics, 宇野良清、津屋昇、森田章、山下次郎 共訳 第7版 (上)

- [22] Xiangyun Chang, Qiong Wu, Ilan Ben-Zvi, Andrew Burrill, Jorg Kewisch, Triveni Rao, John Smedley, Erdong Wang, Erik M. Muller, Richard Busby, and Dimitre Dimitrov, *Phys. Rev. Lett.* 105, 164801 (2010)
- [23] J.F. Schmerge, J.M. Castro, J.E. Clendenin, D.H. Dowell, S.M. Gierman, and R.O. Hetzel, LCLS technical note LCLS-TN-04-13
- [24] D.H. Dowell, I. Bazarov, B. Dunham, K. Harkay, C. Hernandez-Garcia, R. Legg, H. Padmore, T. Rao, J. Smedley, W. Wan, *NIM - A*, 622, (2010) 685- 697
- [25] W. E. Spicer, *Phys. Rev.* 112, 114 (1958)
- [26] E.E. Wisniewski, K.C. Harkay, Z.M. Yusof, L.K. Spentzouris, J. Terry, D.G. Velazquez, E.E. Wisniewski, IPAC2012 proceedings TUPPD070
- [27] R. A. Powell, W. E. Spicer, G. B. Fisher, and P. Gregory, *Phys. Rev. B* 8, 3987 (1973)
- [28] C. Ghosh and B. P. Varma, *J. Appl. Phys.* 49, 4549 (1978)
- [29] C. K. Sinclair, B. M. Poelker, and J. S. Price, PAC97, 2864
- [30] Escher, John S. "NEA semiconductor photoemitters." *Semiconductors and Semimetals* 15 (1981): 248.
- [31] D.A. Orlov, M. Hoppe, U. Weigel, D. Schwalm, A.S. Terekhov, and A. Wolf, *Appl. Phys. Lett.*, 78 (2001) 2721.
- [32] D.A. Orlov, U. Weigel, D. Schwalm, A.S. Terekhov, A. Wolf, *Nucl. Instr. and Meth., A* 532 (2004) 418.
- [33] I. Bazarov, B. Dunham, Y. Li, X. Liu, D. Ouzounov, C. Sinclair, F. Hannon, T. Miyajima, *J. Appl. Phys.*, 103 (2008) 054901.
- [34] S. Matsuba, Y. Honda, X. Jin, T. Miyajima, M. Yamamoto, T. Uchiyama, M. Kuwahara, and Y. Takeda, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 51 (2012) 046402.
- [35] Ivan Bazarov, Luca Cultrera, Adam Bartnik, Bruce Dunham, Siddharth Karkare, Yulin Li, Xianghong Liu, Jared Maxson and William Roussel, *Appl. Phys. Lett.* 98, 224101 (2011)
- [36] L. Cultrera, I. Bazarov, A. Bartnik, B. Dunham, S. Karkare, R. Merluzzi, and M. Nichols, *Appl. Phys. Lett.*, 99 (2011) 152110.
- [37] R. SHINOHARA, K. YAMAGUCHI, H. HIROTA, Y. SUZUKI, T. MANAG, H. AKINAGA, T. KURODA and F. MINAMI, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39 (2000) 709
- [38] T. Kaneto, K. W. Kim and M. A. Littlejohn, *Phys. Rev. B* 47 (1993) 16257
- [39] P. Hartmann, J. Bermuth, D.v. Harrach, J. Hoffmann, S. Kobis, E. Reichert, K. Aulenbacher, J. Schuler, M. Steigerwald, JLAB-ACP-98-04
- [40] K. Aulenbacher, J. Schuler, D.v. Harrach, E. Reichert, J. Rothgen, A. Subashev, V. Tioukine, Y. Yashin, *J. Appl. Phys.*, 92 (2002) 7536.
- [41] Y. Honda, S. Matsuba, X. Jin, T. Miyajima, M. Yamamoto, T. Uchiyama, M. Kuwahara, and Y. Takeda, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 52 (2013) 086401.
- [42] D. Durek, F. Frommberger, T. Reichelt , M. Westermann, *Appl. Surf. Sci.* 143 (1999) 319-322
- [43] N. Chanlek, R.M. Jones, J.D. Herbert, L.B. Jones, K.J. Middleman and B.L. Militsyn, IPAC10 TUPEC018
- [44] C.K. Sinclair, P.A. Adderley B.M. Dunham, J.C. Hansknecht, P. Hartmann, M.

- Poelker, J.S. Price, P.M. Rutt, W.J. Schneider, and M. Steigerwald, Phys. Rev. ST Accel. Beams., 10 (2007) 023501.
- [45] J. Grames, R. Suleiman, P.A. Adderley, J. Clark, J. Hanskenecht, D. Machie, M. Poelker, and M.L. Stutzman., Phys. Rev. ST Accel. Beams., 14 (2011) 043501.
- [46] M. Poelker, P. Adderley, J. Brittan, J. Clark, J. Grames, J. Hanskenecht, J. McCarter, M. Stutzman, R. Suleiman, K. Surles-Law, PST2007 http://www.c-ad.bnl.gov/pst2007/talks/Tuesday/poelker_pstp07_talk.pdf
- [47] K. Togawa, T. Nakanishi, T. Baba, F. Furuta, H. Horinaka, T. Ida, Y. Kurihara, H. Matsuyama, M. Mizuta, S. Okumi, T. Omori, C. Suzuki, Y. Takeuchi, K. Wada, K. Wada, M. Yoshioka, Nucl. Instr. and Meth., A 411 (1998) 431.
- [48] 渡川和晃 他, 第 26 回リニアック技術研究会
- [49] R. Calder and G. Lewin, Brit. J. Appl. Phys (1967) 1459.
- [50] 真空ハンドブック, 日本真空技術株式会社 編、オーム社
- [51] 石川 雄一、圧力技術 第 38 巻第 2 号
- [52] F. Watanabe, J. Vac. Sci. Technol. A 22 (2004) 181.
- [53] F. Watanabe, J. Vac. Sci. Technol. A 28 (2010) 486.
- [54] F. Watanabe, J. Vac. Sci. Technol. A 20 (2002) 1222.
- [55] 石川 雄一、J. Vac. Soc. Jpn., 49 (2006) 335.
- [56] 栗巢 普揮, 木本 剛, 藤井 寛朗, 田中 和彦, 山本 節夫, 松浦 満, 石澤 克修, 野村 健, 村重 信之, J. Vac. Soc. Jpn. (2006) 254
- [57] M. Takeda, H. Kurisu, S. Yamamoto, H. Nakagawa, Vacuum 84 (2010) 352.
- [58] 石澤 克修、野村 健、村重 信之, J. Vac. Soc. Jpn. Vol.50 (2007) p47.
- [59] R. Calder and G. Lewin, Brit. J. Appl. Phys 18, (1967) 1459.
- [60] 日本真空協会、第 39 回真空夏季大学テキスト 真空工学の基礎 (I) (II)、真空用材料のガス放出 岡野達雄、小林正典、石川雄一
- [61] F. Nakao, Vacuum 25 (1975) 201
- [62] K. Nakayama and H. Hojo, Jpn. J. Appl. Phys. 2 (1974) 113.
- [63] R. Nagai, R. Hajima, N. Nishimori, H. Iijima, T. Muto, Y. Honda, T. Miyajima, M. Yamamoto, M. Kuriki, M. Kuwahara, S. Okumi, T. Nakanishi, 第 6 回加速器学会プロシーディングス (2009) FPPSA09
- [64] F. Furuta, T. Nakanishi, S. Okumi, T. Gotou, M. Yamamoto, M. Miyamoto, M. Kuwahara, N. Yamamoto, K. Naniwa, K. Yasui, H. Matsumoto, M. Yoshioka, K. Togawa, Nucl. Instr. and Meth., A 538 (2005) 33.
- [65] P. Slade, The Vacuum Interrupter, CRC Press, 2008
- [66] M. Yamamoto, S. Okumi, T. Konomi, N. Yamamoto, A. Mano, A. Utsu, Y. Nakagawa, T. Nakanishi, M. Kuriki, F. Furuta, H. Matsumoto, M. Yoshioka, 第 4 回加速器学会プロシーディングス (2007) FO16.
- [67] Oleg B. Malyshev et al., J. Vac. Sci. Technol. A 31 (2013) 031601.
- [68] R. A. Baragiola, Nucl. Instr. and Meth. B 78 (1993) 223.
- [69] J.G.Trump and R.J. van de Graaff, J. Appl. Phys. 18 (1947) 327.
- [70] 河村 達雄、山本 充義、近藤 滉、鶴見 策郎、「高電圧工学」 昭和 45 年 電気学会

- [71] 宅間 董, 電気学会誌 115 巻 8 号, 1995 年 488-491
- [72] 河合英正 他、真空 Vol.36 (1993) p.257
- [73] J. Maxson, I. Bazarov, B. Dunham, J. Dobbins, X. Liu, and K. Smolenski, Rev. Sci. Instr. 85, (2014) 093306
- [74] R. Hajima, R. Nagai, Nucl. Instr. and Meth. A 557 (2006) 103.
- [75] R. Nagai, R. Hajima, N. Nishimori, H. Iijima, T. Muto, Y. Honda, T. Miyajima, M. Yamamoto, M. Kuriki, M. Kuwahara, S. Okumi, T. Nakanishi, Rev. Sci. Instrum. 81 (2010) 033304.
- [76] N. Nishimori, R. Nagai, S. Matsuba, R. Hajima, M. Yamamoto, T. Miyajima, Y. Honda, H. Iijima, M. Kuriki, M. Kuwahara, Appl. Phys. Lett. 102 (2013) 234103.
- [77] N. Nishimori, R. Nagai, S. Matsuba, R. Hajima, M. Yamamoto, T. Miyajima, Y. Honda, H. Iijima, M. Kuriki, M. Kuwahara, PRSTAB 17 (2014) 053401.
- [78] M. Yamamoto, T. Konomi, S. Okumi, Y. Nakagawa, H. Saito, T. Nakanishi, N. Yamamoto, M. Tanioku, X. Jin, T. Ujihara, Y. Takeda, F. Furuta, H. Matsumoto, M. Yoshioka, M. Kuriki, C. Shonaka, D. Kubo, H. Okamoto, 第 5 回加速器学会プロシーディングス (2008) FO02
- [79] H. Yamakawa, Vacuum 44 (1993) 675.
- [80] Y. Matsui, H. Ohzora, H. Yamakawa, J. Vac. Sci. Technol. A 11 (1993) 442.
- [81] H. Yoshida, K. Arai, M. Hirata, H. Akimichi, Vacuum 86 (2012) 838.
- [82] Y. Honda, T. Miyajima, ERL2013 PS03.
- [83] S. Sakanaka, cERL commissioning team, ERL2013 WG102.
- [84] 西森信行、永井良治、山本将博、第 11 回加速器学会プロシーディングス (2014) FSUOLA4
- [85] 金秀光、山本将博、内山隆司、宮島司、本田洋介、第 11 回加速器学会プロシーディングス (2014) SAP032
- [86] 西森信行、永井良治、松葉俊哉、羽島良一、山本将博、宮島司、本田洋介、内山隆司、飯島北斗、栗木雅夫、桑原真人、第 10 回加速器学会プロシーディングス (2013)
- [87] 西森信行、永井良治、森道昭、羽島良一、山本将博、宮島司、本田洋介、内山隆司、金秀光、帯名 崇、栗木雅夫、第 12 回加速器学会プロシーディングス (2015)
- [88] 桜庭 一郎、「電子管工学」第 2 版、森北出版 (1989)