

1 はじめに

次世代エネルギー回収リニアック (ERL) 放射光源用の電子ビームに求められる性能は、エネルギー 5GeV、平均電流 100mA で規格化 rms エミッタンス 1mm-mrad、あるいは平均電流 10mA で規格化 rms エミッタンス 0.1mm-mrad である (表 1.1 参照) [1, 2]。世界的な放射光施設である蓄積リング型の SPring-8 では、エネルギー 8GeV、平均電流 100mA、規格化エミッタンス数 10mm-mrad を既に見ている [3]。次世代放射光源として ERL に求められるのは、現状の SPring-8 よりも数 10 倍低いエミッタンスの実現と 100fs 程度の短バンチの実現である。しかも、100mA という大電流で実現する必要がある。

表 1.1: 次世代放射光源に求められる電子ビーム性能

	ERL 放射光源
周回エネルギー	5 GeV
平均電流	10-100 mA
繰り返し周波数	1300 MHz CW
電子バンチ長	0.1-3 ps
電子バンチ電荷量	7.7-77 pC
規格化 rms エミッタンス	0.1-1mm-mrad

ERL と蓄積リング型放射光源では、どちらも 100mA 程度のビームを使って放射光を生成するが、大きな違いは入射器からの電流量である。蓄積リングでは電子が多数回リング内を周回するので、蓄積電流量がある程度減ってくるまで入射の必要がない。これに対して、ERL では入射電子は毎周ビームダンプに捨てられるため、100mA のビームを常に入射器から周回リングに供給する必要がある。

100mA とは、360 クーロン/時間、8640 クーロン/日の電子をカソードから引き出すことに相当する。連続運転を実現するには、長寿命と ERL 放射光源に要求される低エミッタンスを同時に満たすカソードが必要である。このようなカソードとして最も有望と考えられているのは、NEA (Negative Electron Affinity) 表面を持つガリウム砒素

(GaAs) 半導体カソードである。レーザー照射による光電効果により、価電子帯に存在する電子が伝導体に励起され、NEA 表面に到達した励起電子が真空障壁をトンネルしビームとして出てくる。現時点で最長の寿命 (量子効率が $1/e$ に落ちる電荷量と定義) は、米国ジェファーソン国立研究所自由電子レーザー (JLab FEL) で実現された 500 クーロンである [4]。仮りに、このカソードを使っても、100mA 連続運転は 1,2 時間しかできず、一旦運転を止めてカソードの再活性化を行ったり、活性化済のカソードを多数準備して素早く交換する作業等が必要である。ERL 放射光源が、SPring-8 並の安定な放射光をユーザーに供給するには、まだまだ多くのブレークスルーを必要とする。

次世代放射光源用の高輝度電子銃開発が多くのブレークスルーを必要としている確かであるが、この電子銃は他にも様々な応用の可能性を持つ。例えば、高出力 FEL [5]、オシレーター型 X 線 FEL [6]、コンプトン散乱を使った高輝度単色 γ 線源 [7] である。これらは、技術的に比較的容易な 10mA 電流領域において実現可能である。それぞれについて少し詳しく述べると、

1. JLab FEL では、開発済みの 8mA の高輝度電子ビームを使って 14kW の高出力 FEL を波長 $1.6\mu\text{m}$ で実現し、利用実験も行っている [5]。
2. ERL で加速した 10mA 程度の低エミッタンスビームを使ったオシレーター型 X 線 FEL が提案されている [6]。SPring-8 等で開発されているシングルパス型の X 線 FEL [8] に比べると、マイクロパルスエネルギーは 3 桁劣るものの、スペクトル幅が 3 桁狭い X 線パルスを繰り返し周波数 1-100MHz で供給できる。
3. レーザースーパーキャビティ [9] と ERL を組み合わせ、コンプトン散乱で高輝度単色 γ 線を生成し核廃棄物中の同位体検出に用いる計画が提案されている [7]。

その他、米国ブルックヘブン研究所の重イオンコライダーである RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) で、電子ビームクーラーとして ERL が注目

されている他、シングルパス FEL と ERL を組み合わせたリソグラフィ用の EUV 光源の提案もある [10]。ERL についての最近のレビューは文献 [11] を参照されたい。大電流低エミッタンス電子銃は、様々な形で次世代の放射光源に使える可能性があり、研究開発の価値は極めて高い。

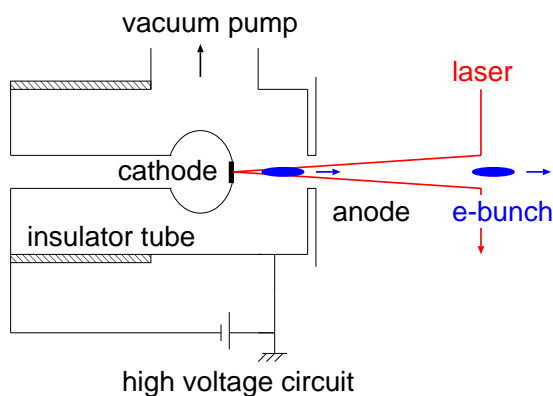


図 1.1: DC NEA GaAs 電子銃の構成図

2008 年夏現在、原子力機構、高エネ研、広島大、名古屋大、東大原研等の機関が共同して、次世代放射光源用の 500 kV 電子銃の設計及び製作に着手している。その電子銃パラメーターを表 1.2 に示す。原子力機構では、そのプロトタイプとして 250 kV 電子銃製作の途上であり [12]、今後 500 kV 電子銃のための基礎データ取得に役立てる予定である。いずれの電子銃も、次世代放射光源用のカソードとして最有力候補である NEA 表面を持つ GaAs カソードを使う。図 1.1 にその構成図を示す。カソード（陰極）電極とアノード（陽極）電極を電氣的絶縁体であるセラミック加速管を使って固定し、電極間に高電圧を印加する。カソード電極には NEA GaAs カソードを装填する。ドライブレーザーを照射すると、光電効果で電子がカソードから飛び出し、カソードアノード間の電界により加速され、電子ビームとして下流に導かれる。

本稿は、この電子銃周辺技術について、基礎的な事柄、開発の現状、世界の状況についてまとめ、次世代放射光源用 DC NEA GaAs 電子銃開発に役立てることを目的とする。2 章では近軸ビーム方程式、空間電荷力、エミッタンスについて述べ、そ

れらを取り入れたビームエンベロープ方程式を導く。スライスエミッタンスとエミッタンス補償についても述べる。3 章では、電子放出について説明し、熱カソードや光カソードのエミッタンスを求める。4 章では、NEA 半導体カソードについて説明し、プロトタイプ電子銃のカソード周辺技術及びドライブレーザーについて述べる。高電圧回路については 5 章で述べる。電子銃から引き出されたビームの性能測定については 6 章にまとめる。7 章では、マルチアルカリカソードを使った大電流化の実績を持つ RF 光陰極電子銃を紹介する。これは、電子ビームクーラー用の ERL 電子源としても期待されている。8 章では ERL 用の DC 熱陰極電子銃について述べる。特に原子力機構高出力 FEL 用に開発されてきた電子銃について述べる。

高輝度電子銃は様々なタイプのものがあり、X 線 FEL のために開発された、SPring-8 パルス高電圧熱陰極電子銃 [13]、DESY (ドイツ) やブルックヘブン国立研究所 (米国) の 1300MHz, 2856MHz RF 光陰極電子銃が注目を集めている [14]。いずれも 1mm-mrad 程度の低エミッタンスを 1nC 程度の高電荷で実現している。ただし、ミリアンペア級の平均電流実現には電子バンチの繰り返し周波数を高くする必要がある。パルス高電圧を MHz で動作させるには技術的な困難があり、1300MHz 以上の常伝導 RF 空洞を CW 運転させるには空洞での熱除去の問題があり困難である。これらの最先端電子銃について本稿では割愛する。

2 ビームダイナミクス

本章の執筆にあたり文献 [15, 16, 17, 18] をかなり参考にした。また、宮島司氏 [19] や原田健太郎氏 [20] の講義も参考にして頂きたい。

2.1 1 粒子運動

電場 \mathbf{E} 、磁場 \mathbf{B} 中で、速度 \mathbf{v} 電荷 q の粒子に働くローレンツ力は

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

表 1.2: 次世代放射光源用電子銃とプロトタイプ電子銃のパラメーター

	ERL 放射光源用	プロトタイプ
電圧	500 kV	250 kV
繰り返し周波数	1.3 GHz CW	83.3 MHz CW
電子バンチ電荷量	7.7-77 pC	7.7-77 pC
平均電流	10-100 mA	0.64-6.4 mA (ドライブレーザー次第で 50mA)
電子バンチ長 (FWHM)	20 ps	20 ps
規格化 rms エミッタンス	0.1-1mm-mrad	1mm-mrad

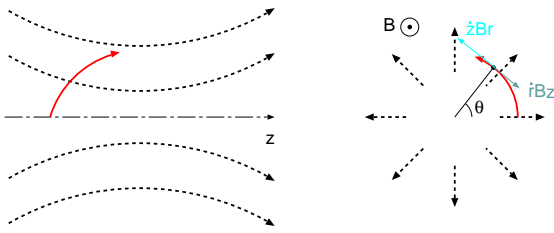


図 2.1: 軸対称磁場中を運動する荷電粒子に働く力。点線は磁場を表し、実線は粒子の軌道を表す。文献 [15] を参考にしている。

である。最初に軸対称磁場のみが存在する場合を考え、円運動する荷電粒子の角速度とその円を通る磁束の関係を表す Busch の定理を導く。次に、軸対称磁場及び軸対称電場が存在する場の多極展開を行う。多極展開後の場について、半径 r の 1 次成分まで考慮した近軸近似の下での、粒子軌道を表す方程式を最後に導く。

2.1.1 Busch の定理

図 2.1 に示すような電場のない z 軸対称磁場 $(B_r, 0, B_z)$ 中で、電荷 q を持つ粒子に対する角度 θ 方向のローレンツ力を式で表すと

$$F_\theta = -q(\dot{r}B_z - \dot{z}B_r) = \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (\gamma m_0 r^2 \dot{\theta}) \quad (2.2)$$

となる。ここで記号の上の“ドット”は時間微分を表す。 z 軸を中心とした半径 r の円を通り抜ける、磁束 (magnetic flux) Ψ は

$$\Psi = \int_0^r 2\pi r B_z dr \quad (2.3)$$

である。粒子は時間 dt の間に (r, z) 座標から $(r + dr, z + dz)$ に移動する。その際の磁束変化は Ψ を時間微分して、

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dt} &= \frac{\partial\Psi}{\partial r} \dot{r} + \frac{\partial\Psi}{\partial z} \dot{z} \\ &= 2\pi r B_z \dot{r} + \int_0^r 2\pi r \frac{\partial B_z}{\partial z} dr \dot{z} \\ &= 2\pi r (B_z \dot{r} - B_r \dot{z}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

を使った。(2.4) を (2.2) に代入して、時間積分すると

$$\dot{\theta} = -\frac{q}{2\pi\gamma m_0 r^2} (\Psi - \Psi_0) \quad (2.6)$$

となる。 Ψ_0 は $\dot{\theta} = 0$ の時の磁束を表す。

今、磁場は軸対称で r, z 方向のみなので、ベクトルポテンシャルは $\mathbf{A} = (0, A_\theta, 0)$ となる。相対論的ラグランジアンは

$$\begin{aligned} L &= -\frac{mc^2}{\gamma} + qc\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{A} \\ &= -\frac{mc^2}{\gamma} + qr\dot{\theta}A_\theta \end{aligned} \quad (2.7)$$

で与えられる [21]。 θ 方向の正準角運動量は

$$P_\theta = \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = qrA_\theta + \gamma m_0 r^2 \dot{\theta} \quad (2.8)$$

となる。ここで、 $\beta^2 c^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2$ を使った。(2.8) と (2.6) を比較して

$$\Psi = 2\pi r A_\theta, \quad \Psi_0 = \frac{2\pi P_\theta}{q} \quad (2.9)$$

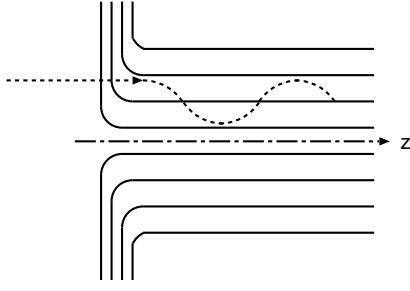


図 2.2: 一様磁場中の粒子の螺旋軌道。磁束のない領域 ($\Psi_0 = 0$) から粒子は一様磁場中に入射する。磁場中での角速度は Ω_L 。実線が磁力線を表し、点線は粒子の軌道を表す。文献 [15] を参考にして

が得られる。

カソードから角速度 0 の電子 ($\dot{\theta} = 0$) が放出される場合を考える。 $\Psi_0 \neq 0$ (“immersed”) の時にはカソードを縫う磁場が存在する。 $\Psi_0 = 0$ (“shielded”) の時には、カソードを縫う磁場を磁気シールド等を使って 0 としている。ここでは、穴の空いた鉄板をアノードの直下流において磁場を消し、鉄板の下流 z 方向に一様な磁場が存在する場合を考える (図 2.2 参照)。 $\Psi_0 = 0, \Psi = \pi r^2 B_z$ とおけるので、

$$\dot{\theta} = -\frac{qB_z}{2\gamma m_0} = \frac{\omega_c}{2} = \Omega_L \quad (2.10)$$

となる。 ω_c をサイクロトロン周波数、 Ω_L をラーモア周波数と呼ぶ。

2.1.2 軸対称場の多極展開

軸対称静磁場 ($B_r, 0, B_z$) 及び軸対称静電場 ($E_r, 0, E_z$) が存在する場合を考える。ビーム電流が、外場と比較して無視できるほど充分小さいと仮定する。マクスウェル方程式より電場について

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.11)$$

となる。磁場についても同様に

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.12)$$

となる。 $\nabla \times \mathbf{E} = 0, \nabla \times \mathbf{B} = 0$ であることから、電場、磁場をスカラーポテンシャル ϕ, ϕ_m を用い

て表すことができる。

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi, \quad \mathbf{B} = -\nabla\phi_m \quad (2.13)$$

(2.13) を (2.11)、(2.12) の右側の式に代入すると、電場、磁場スカラーポテンシャルは、どちらもラプラスの方程式

$$\nabla^2 f(r, z) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = 0 \quad (2.14)$$

を満たす。

軸対称場を考えるので、スカラーポテンシャルを r の関数として多極展開する。

$$f(r, z) = \sum_{\nu=0}^{\infty} f_{\nu}(z) r^{\nu} = f_0 + f_1 r + f_2 r^2 + \dots \quad (2.15)$$

(2.15) を (2.14) に代入すると、

$$\frac{f_1}{r} + \sum_{\nu=0}^{\infty} [(\nu+2)^2 f_{\nu+2}(z) + f_{\nu}''(z)] r^{\nu} = 0 \quad (2.16)$$

である。ここで記号の斜め上の “プライム” は z の微分を表す。

電場、磁場の r 方向成分は電場、磁場スカラーポテンシャルを r で微分した

$$\frac{\partial f}{\partial r} = f_1 + 2f_2 r + 3f_3 r^2 + \dots \quad (2.17)$$

で表される。 $f_1 \neq 0$ の場合、軸上に外場の r 方向成分が発生することになるが、 $r = 0$ においては $E_r = 0, B_r = 0$ となるべきである。これより $f_1 = 0$ となる。従って、(2.16) より

$$(\nu+2)^2 f_{\nu+2}(z) + f_{\nu}''(z) = 0 \quad (2.18)$$

となり、 $4f_2 + f_0''$ 、 $9f_3 + f_1'' = 0$ 、等が順次得られるが、 $f_1 = 0$ であることから $f_3 = 0$ となる。同様に考えると $f_{\nu} = 0$ (ν が奇数) となることから、(2.18) は

$$f_2 = -\frac{1}{4} f_0'' \quad \text{when } \nu = 0$$

$$f_4 = \frac{1}{64} f_0^{(4)} \quad \text{when } \nu = 2$$

等となる。従って、(2.15) は

$$f(r, z) = f(0, z) - \frac{r^2}{4} \frac{\partial^2 f(0, z)}{\partial z^2} + \frac{r^4}{64} \frac{\partial^4 f(0, z)}{\partial z^4} - \dots \quad (2.19)$$

となる。

磁場の多極展開を軸上磁場 $B_z(0, z) = -\partial\phi_m(0, z)/\partial z = B(z)$ を用いて表す。(2.13)、(2.19)、 $f(r, z) = \phi_m(r, z)$ から、磁場の z 成分は

$$\begin{aligned} B_z(r, z) &= -\frac{\partial\phi_m(r, z)}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial\phi_m(0, z)}{\partial z} + \frac{r^2}{4}\frac{\partial^3\phi_m(0, z)}{\partial z^3} - \dots \\ &= B(z) - \frac{r^2}{4}\frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} + \dots \end{aligned} \quad (2.20)$$

となる。同様に r 成分は

$$\begin{aligned} B_r(r, z) &= -\frac{\partial\phi_m(r, z)}{\partial r} \\ &= \frac{r}{2}\frac{\partial^2\phi_m(0, z)}{\partial z^2} - \dots \\ &= -\frac{r}{2}\frac{\partial B(z)}{\partial z} + \dots \end{aligned} \quad (2.21)$$

となる。

電場の多極展開を軸上電場ポテンシャル $\phi(0, z) = V(z)$ を用いて表す。(2.13)、(2.19)、 $f(r, z) = \phi(r, z)$ から、 z 成分は

$$\begin{aligned} E_z(r, z) &= -\frac{\partial\phi(r, z)}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial V(z)}{\partial z} + \frac{r^2}{4}\frac{\partial^3 V(z)}{\partial z^3} - \dots \end{aligned} \quad (2.22)$$

となる。同様に r 成分は

$$\begin{aligned} E_r(r, z) &= -\frac{\partial\phi(r, z)}{\partial r} \\ &= \frac{r}{2}\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} - \dots \end{aligned} \quad (2.23)$$

となる。

2.1.3 近軸ビーム方程式

軸対称電場、軸対称磁場の存在する場合の粒子軌道の計算を行う準備ができた。軸付近（近軸）の粒子軌道のみを考えることとし、電場、磁場について r の 1 次成分までで近似すると、粒子軌道を表す方程式が平易になる。(2.20)、(2.21)、(2.22)、(2.23) から

$$B_z(r, z) = B(z), \quad B_r(r, z) = -\frac{r}{2}B'(z) \quad (2.24)$$

$$E_z(r, z) = -V'(z), \quad E_r(r, z) = \frac{r}{2}V''(z) \quad (2.25)$$

となる。この近似は、粒子軌道半径が電場、磁場を形成する電極、磁極の半径に較べて充分小さければ成り立つ。粒子軌道半径が小さいということは、粒子軌道の r 方向の速度が z 方向に較べて充分小さいことにもなる。すなわち、 $\dot{r} \ll \dot{z}$ 又は $r' \ll 1$ も意味する。

粒子が r 方向に受ける加速についての方程式は

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 \dot{r}) - \gamma m_0 r \dot{\theta}^2 = q(E_r + r\dot{\theta}B_z) \quad (2.26)$$

である。(2.24) を (2.3) に代入すると $\Psi = \pi r^2 B_z$ となる。これを (2.6) に代入すると

$$-\dot{\theta} = \frac{q}{2\gamma m_0} \left(B_z - \frac{\Psi_0}{\pi r^2} \right) \quad (2.27)$$

が得られる。(2.27) を (2.26) に代入し、さらに

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\gamma m_0 c^2) &= qE_z \beta c \\ \dot{\gamma} &\approx \beta q E_z / m_0 c \end{aligned} \quad (2.28)$$

も (2.26) に代入すると、

$$\begin{aligned} \ddot{r} + \frac{\beta q E_z}{\gamma m_0 c} \dot{r} + \frac{q^2 B_z^2}{4\gamma^2 m_0^2} r \\ - \frac{q^2 \Psi_0^2}{4\pi^2 \gamma^2 m_0^2} \frac{1}{r^3} - \frac{q E_r}{\gamma m_0} = 0 \end{aligned} \quad (2.29)$$

となる。 r の時間微分（ドット）ではなく、 z の微分（プライム）で表すと、

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \beta c r' \\ \ddot{r} &= r'' \dot{z}^2 + r' \ddot{z} \\ &\approx r'' \beta^2 c^2 + r' \beta' \beta c^2 \end{aligned} \quad (2.30)$$

となる。 $\dot{z} \gg \dot{r}$ なので、 $\dot{z} = \beta c$ 、 $\ddot{z} = \beta' c = \beta' \beta c^2$ を使った。(2.11) より $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ （ビームのある領域に静止電荷がない）なので、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r E_r) + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (2.31)$$

となる。(2.25) より E_z が r によらないので、(2.31) を r に関して積分できる。さらに、(2.28) を使うと E_r は次のように表される。

$$E_r = -\frac{1}{2} r E'_z = -\frac{1}{2} r \gamma'' m_0 c^2 / q \quad (2.32)$$

(2.28)、(2.32) を (2.29) に代入してまとめると、

$$r'' + \frac{\gamma' r'}{\beta^2 \gamma} + \left[\frac{\gamma''}{2\beta^2 \gamma} + \left(\frac{qB_z}{2\beta\gamma m_0 c} \right)^2 \right] r - \left(\frac{q\Psi_0}{2\pi\beta\gamma m_0 c} \right)^2 \frac{1}{r^3} = 0 \quad (2.33)$$

となる。(2.9)、(2.10) を使って (2.33) を変形すると

$$r'' + \frac{\gamma' r'}{\beta^2 \gamma} + \left(\frac{\gamma''}{2\beta^2 \gamma} + \frac{\Omega_L^2}{\beta^2 c^2} \right) r - \left(\frac{P_\theta}{\beta\gamma m_0 c} \right)^2 \frac{1}{r^3} = 0 \quad (2.34)$$

となる。

パラメーター β と γ はポテンシャル ϕ の関数である。運動エネルギー $m_0 c^2(\gamma - 1)$ とポテンシャルエネルギー $q\phi$ の和を 0 とすると、 $m_0 c^2(\gamma - 1) + q\phi = 0$ なので、変形すると

$$\gamma = 1 - \frac{q\phi}{m_0 c^2} = 1 + \frac{\phi}{\phi_0} \quad (2.35)$$

となる。ここで、

$$\phi_0 = -m_0 c^2 / q \quad (2.36)$$

を定義すると

$$\beta^2 = \frac{\phi(2\phi_0 + \phi)}{(\phi + \phi_0)^2} \quad (2.37)$$

となる。(2.35)、(2.36)、(2.37) を (2.33) に代入すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\phi(2\phi_0 + \phi)}{\phi_0 + \phi} r'' + \phi' r' \\ & + \left[\frac{\phi''}{2} + \left(\frac{qB_z}{2m_0 c} \right)^2 \left(\frac{\phi_0^2}{\phi + \phi_0} \right) \right] r \\ & - \left(\frac{q\Psi_0}{2\pi m_0 c} \right)^2 \left(\frac{\phi_0^2}{\phi + \phi_0} \right) \frac{1}{r^3} = 0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

となる。

2.2 ラミナービーム

ラミナービームとは、ある点での粒子の速度が決まっているビームで、ビーム軌道はお互いに交差しない。ただし、点ビーム源では、源とイメージ点で全てのビームが交差する。実際のビームは

エミッタンスで決まる速度広がりを持っているが、ラミナービームはエミッタンスがゼロの（速度広がりを持たない）理想的なビームを表す。

ブドカーパラメーターを次のように定義する。

$$\nu = \frac{Nq^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} = Nr_c \quad (2.39)$$

ここで、 N は 1[m] あたりの粒子数、 r_c は粒子古典半径。ビームの粒子密度が $n[\text{m}^{-3}]$ 、半径 $a[\text{m}]$ の場合、 $N = n\pi a^2$ を (2.39) に代入すると

$$\nu = \frac{a^2 n q^2}{4\epsilon_0 m_0 c^2} = \frac{\gamma a^2 \omega_p^2}{4 c^2} \quad (2.40)$$

となる。ここで、 $\omega_p = \sqrt{\frac{nq^2}{\epsilon_0 \gamma m_0}}$ はプラズマ周波数。プラズマ周波数が定義されるのはビームと共に動くフレームにおいてである。式に γ が入っているのは密度が γ だけ圧縮されて見えることを表す。ここでは、ビーム内の粒子が全て同じエネルギーを持つと仮定している。ブドカーパラメーターと関連するのが、アルヴェーン電流と呼ばれる

$$I_A = \frac{4\pi\epsilon_0 m_0 c^3}{q} \beta \gamma = I_0 \beta \gamma \quad (2.41)$$

である。電子の質量、電荷を代入すると $I_0 = -17000 \text{ A}$ となる。(2.41) と (2.39) から $\nu = Nqc/I_0$ なので、電流は

$$I = q\beta c N = I_0 \nu \beta \quad (2.42)$$

となる。

2.2.1 円筒ビーム

無限に強い z 軸方向の磁場 $\mathbf{B} = (0, 0, \infty)$ 中の密度 $n(r)$ 、速度 $\beta(r)c$ を持つ円筒形のビームを考える。磁場強度が無限大なので、粒子の横方向の運動を考えなくてよい。加速構造はないものとし、 $E_z = 0$ とする。単位長さあたりの粒子数 N は

$$N = \int_0^a 2\pi r n(r) dr \quad (2.43)$$

となり、電流 I は

$$I = \int_0^a 2\pi r n(r) c \beta(r) dr \quad (2.44)$$

となる。\$E_z = 0\$ とガウスの定理を使って \$r\$ 方向の電場を求めると、

$$E_r = \frac{q}{\epsilon_0 r} \int_0^r r n(r) dr, \quad r \leq a, \quad (2.45)$$

$$= \frac{Nq}{2\pi\epsilon_0 r}, \quad r > a \quad (2.46)$$

となる。電場ポテンシャルの 0 は任意に決められるので、ビームの端で粒子の運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの和を 0 とおくと、

$$q\phi_a + (\gamma_a - 1)m_0c^2 = 0 \quad (2.47)$$

電流密度一定の場合 \$n(r)\beta(r) = n_a\beta_a\$、ビーム内の半径 \$r\$ の粒子の運動エネルギーは、エネルギー保存則から

$$(\gamma - 1)m_0c^2 = (\gamma_a - 1)m_0c^2 - \int_r^a qE_r dr \quad (2.48)$$

となる。(2.45) と電流密度一定の条件を (2.48) に代入して

$$\gamma = \gamma_a - \frac{q^2 n_a \beta_a}{\epsilon_0 m_0 c^2} \int_r^a dr \frac{1}{r} \int_0^r \frac{r_1}{\beta(r_1)} dr_1 \quad (2.49)$$

となる。ポテンシャルの違いが小さくて \$\beta(r) = \beta_a\$ とみなせる場合、

$$\gamma_a - \gamma \approx \nu \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right), \quad \gamma_a - \gamma \ll \gamma \quad (2.50)$$

となる。電位は

$$V = \phi = -\frac{(\gamma - 1)m_0c^2}{q} \quad (2.51)$$

$$\approx -\frac{\beta^2 m_0 c^2}{2q} \quad (\text{N.R.}) \quad (2.52)$$

となる。(N.R.)は非相対論的領域(non relativistic)のこと。ポテンシャル中心と外との電位差は \$(\gamma_a - \gamma_0)m_0c^2/q = \nu m_0c^2/q\$ である。これが電位に比べて小さいのは、

$$\nu \ll \gamma - 1, \quad \nu \ll \frac{1}{2}\beta^2(\text{N.R.}) \quad (2.53)$$

の場合である。\$\nu\$ の増加と共に、軸上の電子の動きは止まってしまう。プラズマのように反対の電荷の重たくて動かない粒子が存在する場合、条件は緩和される。

2.2.2 無限磁場中の平面ダイオード

2つの無限に広い平面電極間に電場がかけられ、電極間に単位面積あたり \$i = nq\beta c\$ の電流が流れている場合(平面ダイオード)を考える。ポアソン方程式は

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{nq}{\epsilon_0} \quad (2.54)$$

となる。ビームのエネルギーは (2.51) より

$$\gamma = 1 - \frac{q\phi}{m_0c^2} \quad (2.55)$$

である。ここで、電流による自己磁場効果を抑制するため、外部磁場 \$(0,0,\infty)\$ を仮定している。(2.55) を \$z\$ で 2 階微分し、(2.54) を代入し、この節の最初の定義式 \$i = nq\beta c\$ を使うと

$$\frac{d^2\gamma}{dz^2} = \frac{nq^2}{\epsilon_0 m_0 c^2} = \frac{q}{\epsilon_0 m_0 c^3} \frac{i\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (2.56)$$

となる。(2.56) の両辺に \$2(d\gamma/dz)dz\$ をかけて積分すると、

$$\frac{d\gamma}{dz} = \sqrt{\frac{2qi}{\epsilon_0 m_0 c^3}} (\gamma^2 - 1)^{1/4} \quad (2.57)$$

となる。ここで、積分定数は電極表面 \$z = 0\$ で \$d\gamma/dz = 0\$ となるように選んだ。この条件は、\$z = 0\$ で \$\gamma = 1\$ であることを意味し、電場がかけられたとき、表面から初速度 0 の電子が放出されることになる。(2.57) を \$z = 0\$ から積分すると

$$iz^2 = \frac{\epsilon_0 m_0 c^3}{2q} \left(\int_1^\gamma \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} \right)^2 \quad (2.58)$$

が得られる。(2.58) を解くには楕円積分が必要である。ここでは、近似的に解くため、積分範囲を 1 から \$\gamma_1\$ (この積分範囲では \$\gamma = 1 + \epsilon\$ と近似できる) と \$\gamma_1\$ から \$\gamma\$ (この積分範囲では \$\gamma^2 \gg 1\$ と近似できる) の二つにわけると、

$$\int_1^\gamma \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} \approx \frac{2}{3} [2(\gamma_1 - 1)^{3/4} + 2(\sqrt{\gamma} - \sqrt{\gamma_1})] \quad (2.59)$$

が得られる。\$\gamma < \gamma_1\$ の場合(非相対論領域)、右辺の第 1 項のみが含まれる。近似 \$\gamma = 1 + \frac{\beta^2}{2}\$ を (2.59) に代入すると、(2.58) は

$$\beta^3 = \left(\frac{9q}{2\epsilon_0 m_0 c^3} \right) iz^2 = \frac{18\pi}{I_0} iz^2 \quad (2.60)$$

が得られる。これを Child's law という。(2.52) のポテンシャル ϕ を使って書き直すと

$$\frac{i}{\phi^{3/2}} = \frac{4\sqrt{2}\varepsilon_0(-q)^{3/2}}{9q\sqrt{m_0}} \frac{1}{z^2} \quad (2.61)$$

となる。電子の質量、電荷を代入すると右辺は $\frac{4\sqrt{2}\varepsilon_0(-q)^{3/2}}{9q\sqrt{m_0}} = -2.33 \times 10^{-6} [\text{AV}^{-3/2}]$ となる。平面電極の面積を S とすると、平面ダイオード間の電流は $I = iS$ となり、 $I/\phi^{3/2}$ をパービアンズと呼ぶ。

2.2.3 空間電荷力

荷電粒子ビームは自己電場、磁場の影響により発散したり収縮する。ここでは、半径 a の電子源からビームが一様円筒状に出てきた場合を考える。電流が小さければ、その半径を保ちながら進む。プラズマなど、ビームと反対の電荷を持つ粒子が一樣に存在する場合、空間電荷効果に起因する電場が一部キャンセルされる効果がある。これを f で表す。

(2.45) に $n = \frac{N}{\pi a^2}(1-f)$ を代入すると、一様円筒ビーム中の空間電荷による外向きの力

$$qE_r = \frac{Nq^2}{2\pi a^2 \varepsilon_0} r(1-f) \quad (2.62)$$

が得られる。次に、自己磁場による内向きの力を求める。Maxwell 方程式より

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.63)$$

である（ここで、 \mathbf{B} は自己磁場）。軸方向の電流密度 $\mathbf{J} = J(r)\hat{\mathbf{z}}$ に起因する磁場は ϕ 成分しかないので、 $\mathbf{B} = B(r)\hat{\phi}$ を考える。円筒座標で Maxwell 方程式を求めると

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [rB(r)] = \mu_0 J(r) \quad (2.64)$$

である。積分し、 $J(r) = \frac{N}{\pi a^2} q\beta c$ を代入して計算すると、自己磁場は

$$\begin{aligned} B(r) &= \frac{\mu_0}{r} \int_0^r r' J(r') dr' \\ &= \frac{\mu_0 N q \beta c r}{2\pi a^2} \end{aligned} \quad (2.65)$$

となる。電荷 q 、速度 βc の粒子に対する自己磁場による内向きのローレンツ力の大きさは (2.65) を使って $\beta^2 N q^2 r / 2\pi a^2 \varepsilon_0$ となる。(2.62) と足し合わせると r 方向の運動方程式は

$$\begin{aligned} \gamma m_0 \ddot{r} &= \frac{Nq^2 r}{2\pi a^2 \varepsilon_0} (1-f-\beta^2) \\ &= \frac{2\nu r}{a^2} m_0 c^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) \end{aligned} \quad (2.66)$$

となる。

$r = a$ から出発する粒子について考える。 $r = a$ と $r'' = \ddot{r}/\beta^2 c^2$ を代入すると、

$$a a'' = \frac{2\nu}{\beta^2 \gamma} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) = K \quad (2.67)$$

となる。ここで、 K は一般化されたパービアンズ。 $f < 1/\gamma^2$ の時はビームが広がり、 $f > 1/\gamma^2$ ではビームは収縮（ピンチ）する。 ν や I_A を用いると K は

$$\begin{aligned} K &= \frac{2\nu}{\beta^2 \gamma} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) = \frac{2I}{\beta^2 I_A} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) \\ &= \frac{2I}{\beta^3 \gamma I_0} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) \\ &= \begin{cases} \frac{2\nu}{\beta^2 \gamma^3} & \text{when } f=0 \\ -\frac{2\nu}{\gamma} & \text{when } f=1 \end{cases} \end{aligned} \quad (2.68)$$

となる。

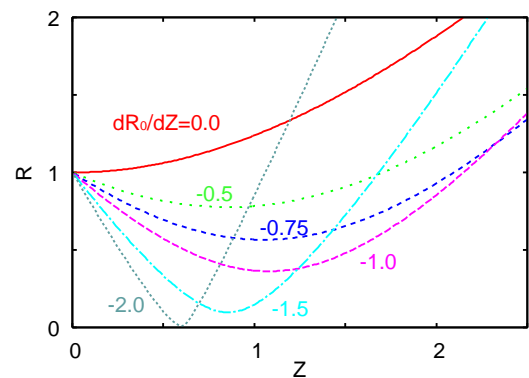


図 2.3: 空間電荷効果による電子ビームの発散。負の初期収束力 $dR_0/dZ < 0$ が働く時、一旦ビームは収束するが、やがて発散する。

外場がなく空間電荷効果のみ存在する場合のビーム軌道を求める。プラズマでない場合 ($K > 0$) を

考える。 $z = 0$ ($t = 0$) での初期ビーム半径を a_0 とし、変数変換

$$R = \frac{a}{a_0} \quad (2.69)$$

$$Z = \sqrt{2K} \frac{z}{a_0} \quad (2.70)$$

を行うと、(2.67) は

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} = \frac{1}{2R} \quad (2.71)$$

(2.71) を数値的に解くと、様々な dR_0/dZ の値に対して、 R を Z の関数として求めることができる。 $R_0 = 1$ に対して数値的に求めたのが図 2.3 である。カソードから平行ビーム ($dR_0/dZ=0$) で出てきたとき、ビームは空間電荷効果により広がっていくことがわかる。さらに、ビームに初期収束力を与えた時も ($dR_0/dZ < 0$)、一旦半径は小さくなるがすぐに空間電荷力で広がってしまうことがわかる。

2.2.4 一様有限磁場中の円筒ビーム

これまで、外部磁場を考える場合には磁場の強さを無限大と仮定してきたので、ビームは半径 0 の螺旋運動をしていた。ここでは、磁場の強さが有限の場合を考える。ただしラミネービームを仮定し、角速度 $\dot{\theta}$ が一定の非相対論的剛体ビームを考える。遠心力、空間電荷力、外部磁場によるローレンツ力がつりあい、 r 方向には加速されないというのが剛体ビームの前提である。

$$m_0 \frac{r^2 \dot{\theta}^2}{r} + \frac{nq^2 r}{2\epsilon_0} + qB_z r \dot{\theta} = 0 \quad (2.72)$$

(2.10) と (2.40) を使って (2.72) を書き直すと

$$\dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} \omega_p^2 - 2\dot{\theta} \Omega_L = 0 \quad (2.73)$$

となる。従って剛体ビームの角速度は

$$\dot{\theta} = \Omega_L \pm \sqrt{\Omega_L^2 - \frac{1}{2} \omega_p^2} \quad (2.74)$$

となる。 $\Omega_L^2 > \omega_p^2/2$ の時、剛体ビームの角速度は 2 種類あり、 $\Omega_L^2 < \omega_p^2/2$ の時には剛体ビームとしての平衡状態は存在しない。 $\Omega_L = \omega_p/\sqrt{2}$ の場合

をブリルアン流と呼び、剛体ビームの角速度は 1 種類のみである。ブリルアン流の条件を他のパラメーターで表すと

$$\Omega_L^2 = \frac{\omega_c^2}{4} = \frac{\omega_p^2}{2} = \frac{2\nu c^2}{a^2} \quad (2.75)$$

となる。(2.3)、(2.6) と Ω_L の定義式 (2.10) より

$$\dot{\theta} = \Omega_L \left(1 - \frac{\Psi_0}{\Psi} \right) \quad (2.76)$$

が得られる。(2.76) と (2.74) を比較すると、

$$\Psi_0 = \mp \Psi \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{2\Omega_L^2}} = \frac{2\pi P_\theta}{q} \quad (2.77)$$

となる。2 つめの等号では (2.9) を用いた。

次に電子の z 方向の速度分布を求める。半径 r でのエネルギーを γ 、 $r = 0$ でのエネルギーを γ_0 とすると、(2.50) より $\gamma - \gamma_0 = \nu r^2/a^2$ となる。非相対論的条件で、カソードから平行ビームが出てくるとき、

$$\frac{1}{2}(\beta_z^2 + \beta_\theta^2 - \beta_{z0}^2) = \nu \frac{r^2}{a^2} \quad (2.78)$$

となる。 β_{z0} は $r = 0$ での粒子の z 方向規格化速度、 β_z 、 β_θ は r での粒子の z 、 θ 方向の規格化速度を表す。 $\beta_\theta = r\dot{\theta}/c$ と $\nu = a^2\omega_p^2/4c^2$ [(2.40) より] を代入すると、(2.78) は

$$\beta_z^2 - \beta_{z0}^2 = \frac{r^2}{2c^2}(\omega_p^2 - 2\dot{\theta}^2) \quad (2.79)$$

となる。 $\omega_p^2 = 2\dot{\theta}^2$ でなければ、 z 方向の速度にバラツキがあることになる。(2.74) と見比べると、ブリルアン流の条件が満たされる時、 z 方向の速度が一定でバラツキがなくなることがわかる。

非相対論的ブリルアン流の電流値は、荷電粒子数密度と共に増え続けるわけではない。というのは、ブリルアン流の条件 (2.75) はプラズマ周波数に依存するので、荷電粒子数密度を増やすとプラズマ周波数が高くなり角速度が増加する。 θ 方向の速度増に伴い、 z 方向の速度減となるので、結果的に電流を減らす効果が働くことになる。荷電粒子数の増加による電流増と、 z 方向の速度の減少による電流減のバランスで最大電流値が決まる。

ϕ_a をビームの端でのポテンシャルと定義すると、(2.47)、(2.36)、(2.75) より非相対論的ビームの場合には、

$$\begin{aligned}\frac{\phi_a}{\phi_0} &= \frac{1}{2}(\beta_z^2 + \beta_{\theta a}^2) = \frac{1}{2}\left(\beta_z^2 + \frac{a^2\Omega_L^2}{c^2}\right) \\ &= \frac{1}{2}(\beta_z^2 + 2\nu)\end{aligned}\quad (2.80)$$

となる。 z 方向の速度は

$$\beta_z = \sqrt{\frac{2\phi_a}{\phi_0} - 2\nu}\quad (2.81)$$

となる。電流は

$$\begin{aligned}I &= q\beta cN = I_0\nu\beta_z \\ &= I_0\nu\sqrt{\frac{2}{\phi_0}}\sqrt{\phi_a - \phi_0\nu}\end{aligned}\quad (2.82)$$

である。(2.82) を ν で微分すると $\nu = 2\phi_a/3\phi_0$ の時電流が最大となる。(2.82) に代入すると、最大電流

$$\begin{aligned}I &= \frac{16\pi\epsilon_0}{3\sqrt{6}q\sqrt{m_0}}(-q\phi_a)^{3/2} \\ \frac{I}{(\phi_a)^{3/2}} &= -25.4 \times 10^{-6}[\text{AV}^{-3/2}] \quad (\text{電子})\end{aligned}\quad (2.83)$$

が得られる。

2.3 衝突のない非ラミナービーム

ラミナービームでは軌道は点源から出て、イメージポイントでのみ交差するが、源に大ききがあると非ラミナービームとなる。この節では、エミッタンスの概念を導入する必要がある非ラミナービームを扱う。

2.3.1 Courant Snyder 理論

周期的な収束力のある系について考える。 x, y 方向の運動方程式は、周期的な収束力を表す関数を $\kappa(s)$ として

$$x'' + \kappa_x(s)x = 0\quad (2.84)$$

$$y'' + \kappa_y(s)y = 0\quad (2.85)$$

となる。ここで、 s は z より一般的な関数で、ビームの進行方向に進んだ距離を表す。偏向電磁石が存在する円形加速器にも適用できる変数である。ここでは、プライムは s の微分を表す。 $\kappa_{x,y}(s)$ は

$$\kappa_{x,y}(s+S) = \kappa_{x,y}(s)\quad (2.86)$$

を満たす。 S は周期的な収束力の 1 周期を表す。四重極レンズを使っているときなど、 x と y 方向の収束力が異なるため、別々に取り扱う必要があるが、お互いのカップリングがない場合、同じ理論が適用できるので、以降は x 方向の運動のみを考え、 $\kappa_x(s) = \kappa(s)$ とする。

線形 2 次の微分方程式 (2.84) の解は、初期値 (x_0, x'_0) が求まれば得られる。従って、距離 s における解は

$$x(s) = ax_0 + bx'_0\quad (2.87)$$

$$x'(s) = cx_0 + dx'_0\quad (2.88)$$

となる。行列式で表すと

$$\begin{aligned}X(s) &= \begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = \tilde{M}(s|s_0)X(s_0) \\ &= \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(s_0) \\ x'(s_0) \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (2.89)$$

となる。粒子運動が安定であるためには、 $x(s)$ がビームパイプより常に小さい必要がある。この条件は、輸送行列 $[\tilde{M}(s|s_0)]^N$ がビームパイプを表す境界値よりも小さければ満たされる。この安定運動の条件を求めるため、固有値方程式

$$\tilde{M}X = \lambda X\quad (2.90)$$

を解く。この式はベクトル X の大きさだけを変える方程式で、

$$ax_0 + bx'_0 = \lambda x_0\quad (2.91)$$

$$cx_0 + dx'_0 = \lambda x'_0\quad (2.92)$$

となり、

$$\lambda^2 - \lambda(a+d) + (ad-bc) = 0\quad (2.93)$$

を満たす必要がある。

次に、輸送行列 \tilde{M} の determinant が常に 1 となることを示すためにロンスキアン (Wronskian) を考える [17]。(2.84) の 2 つの解を $u(s)$ 、 $v(s)$ とすると、ロンスキアンは

$$W(s) = \begin{vmatrix} u(s) & v(s) \\ u'(s) & v'(s) \end{vmatrix} = u(s)v'(s) - v(s)u'(s) \quad (2.94)$$

で定義される。 $W(s)$ を s で微分し、(2.84) を用いると

$$\frac{dW(s)}{ds} = u(s)v''(s) - v(s)u''(s) = 0 \quad (2.95)$$

となる。つまり、(2.84) が満たされているとき、 $W(s)$ は s に依らない定数である。(2.84) の解として $Cu(s), Cv(s)$ (C は定数) もあるので、 $W(s)$ の値を任意に決めることができる。

粒子が s_1 から s_2 へ移動したときに、(2.84) の解 $u(s_1)$ 、 $v(s_1)$ はそれぞれ $u(s_2)$ 、 $v(s_2)$ へ移動する。この移動を輸送行列 \tilde{M} を用いて表すと

$$\begin{pmatrix} u(s_2) & v(s_2) \\ u'(s_2) & v'(s_2) \end{pmatrix} = \tilde{M} \begin{pmatrix} u(s_1) & v(s_1) \\ u'(s_1) & v'(s_1) \end{pmatrix} \quad (2.96)$$

となる。(2.96) の左辺の determinant は、右辺の determinant の積に等しいので、

$$W(s_2) = \det(\tilde{M})W(s_1) \quad (2.97)$$

となる。 $W(s)$ は一定なので $W(s_2) = W(s_1)$ であり、

$$\det(\tilde{M}) = 1 \quad (2.98)$$

となる。(2.98) が成り立つのは、(2.84) が成り立つ場合のみであることに注意する。

(2.98) から、(2.93) は

$$\lambda^2 - \lambda(a+d) + 1 = 0 \quad (2.99)$$

となる。ここで、パラメーター σ を次のように定義する。

$$\cos \sigma = \frac{1}{2}(a+d) = \frac{1}{2}\text{Tr}\tilde{M} \quad (2.100)$$

(2.99) の解は

$$\lambda_1 = e^{i\sigma}, \quad \lambda_2 = e^{-i\sigma} \quad (2.101)$$

となる。 $\text{Tr} \tilde{M} < 2$ の時 σ は実数、 $\text{Tr} \tilde{M} > 2$ の時 σ は虚数又は複素数となる。

輸送行列 \tilde{M} を σ を用いて表すために、パラメーター $\hat{\alpha}$ 、 $\hat{\beta}$ 、 $\hat{\gamma}$ を次のように導入する。

$$a - d = 2\hat{\alpha} \sin \sigma \quad (2.102)$$

$$b = \hat{\beta} \sin \sigma \quad (2.103)$$

$$c = -\hat{\gamma} \sin \sigma \quad (2.104)$$

輸送行列 \tilde{M} は

$$\tilde{M} = \begin{pmatrix} \cos \sigma + \hat{\alpha} \sin \sigma & \hat{\beta} \sin \sigma \\ -\hat{\gamma} \sin \sigma & \cos \sigma - \hat{\alpha} \sin \sigma \end{pmatrix} \quad (2.105)$$

となる。(2.105) を書き換えると

$$\tilde{M} = \tilde{I} \cos \sigma + \tilde{J} \sin \sigma \quad (2.106)$$

となる。ここで、

$$\tilde{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \tilde{J} = \begin{pmatrix} \hat{\alpha} & \hat{\beta} \\ -\hat{\gamma} & -\hat{\alpha} \end{pmatrix} \quad (2.107)$$

を使った。 $\det \tilde{M} = 1$ なので、

$$\hat{\beta}\hat{\gamma} - \hat{\alpha}^2 = 1 \quad (2.108)$$

となる。 $\tilde{I}^2 = \tilde{I}$ 、 $\tilde{J}^2 = -\tilde{I}$ なので、(2.106) は $e^{i\sigma} = \cos \sigma + i \sin \sigma$ と同様の性質を持つ。従って、

$$\begin{aligned} \tilde{M}^N &= (\tilde{I} \cos \sigma + \tilde{J} \sin \sigma)^N \\ &= \tilde{I} \cos N\sigma + \tilde{J} \sin N\sigma \end{aligned} \quad (2.109)$$

となる。 N 周期の収束システムを通る粒子運動は、 σ が実数の時のみ安定である。(2.100) を使うと

$$|\text{Tr}\tilde{M}| = |a+d| < 2 \quad (2.110)$$

が安定条件となる。 $\hat{\alpha}$ 、 $\hat{\beta}$ 、 $\hat{\gamma}$ は Twiss パラメーターと呼ばれ、特に $\hat{\beta}$ はベータ関数いふ。

(2.90) の固有値 λ_1 [(2.101) 参照] に対する固有解を $u(s)$ とすると、1 周期後の位置は

$$u(s+S) = e^{i\sigma} u(s) \quad (2.111)$$

となる。 $u(s)$ を周期関数 $Z(s+S) = Z(s)$ を用いて

$$u(s) = e^{i\sigma s/S} Z(s) \quad (2.112)$$

とすることができる。ここで、

$$Z(s) = |Z(s)|e^{i\phi(s)} = \omega(s)e^{i\hat{\phi}(s)} \quad (2.113)$$

とおくと、(2.112)は

$$u(s) = \omega(s)e^{i\psi(s)}, \quad \psi(s) = \sigma \frac{s}{S} + \hat{\phi}(s) \quad (2.114)$$

とかける。 $\hat{\phi}(s+S) = \hat{\phi}(s) + 2\pi n$ であり、1周期の位相進みは $\Delta\psi = \sigma + 2\pi n$ である。(2.114)の複素共役は固有値 $\lambda_2 = \lambda_1^*$ の固有解であり、

$$v(s) = \omega(s)e^{-i\psi(s)} \quad (2.115)$$

となる。

(2.84)の任意解は(2.114)と(2.115)の線形結合によって表され、

$$x(s) = A\omega(s) \cos[\psi(s) + \psi_0] \quad (2.116)$$

とかける。ここで、 A と ψ_0 は定数である。 $A=1$ の時、 $\omega(s)$ はビームエンベロープを表す。 x を s で微分すると、

$$x'(s) = A\omega' \cos(\psi + \psi_0) - A\omega\psi' \sin(\psi + \psi_0) \quad (2.117)$$

となる。(2.117)以降、 ψ, ω, x が s の関数であることをあからさまに示していない場合があるが、式が長くなりすぎるのを嫌うため、そこは読み取って頂きたい。 x' を s で微分すると

$$\begin{aligned} x''(s) &= A(\omega'' - \omega\psi'^2) \cos(\psi + \psi_0) \\ &\quad - A(2\omega'\psi' + \omega\psi'') \sin(\psi + \psi_0) \end{aligned} \quad (2.118)$$

となる。(2.116)と(2.118)を(2.84)に代入すると、

$$\begin{aligned} (\omega'' - \psi'^2\omega + \kappa\omega) \cos(\psi + \psi_0) \\ - (2\omega'\psi' + \omega\psi'') \sin(\psi + \psi_0) &= 0 \end{aligned} \quad (2.119)$$

となる。(2.119)が全ての ψ_0 について成り立つ条件から、

$$\omega'' - \psi'^2\omega + \kappa\omega = 0 \quad (2.120)$$

$$2\omega'\psi' + \omega\psi'' = 0 \quad (2.121)$$

が得られる。(2.121)を積分して

$$\omega(s)^2\psi'(s) = C \quad (2.122)$$

が成り立つ。ここで C は定数で、任意に選ぶことができる。(2.114)に定数をかけたものも(2.84)の解であるためである。 $C=1$ とすると(2.128)で示されるように $\omega(s)$ がベータ関数となる。(2.122)を(2.120)に代入すると

$$\omega'' + \kappa\omega - \frac{1}{\omega^3} = 0 \quad (2.123)$$

が得られる。

s から1周期後の $s+S$ における座標は、(2.116)より

$$\begin{aligned} x(s+S) &= A\omega(s) \cos[\psi(s) + \sigma + \psi_0] \\ &= A\omega(s) \cos[\psi(s) + \psi_0] \cos \sigma \\ &\quad - A\omega(s) \sin[\psi(s) + \psi_0] \sin \sigma \end{aligned} \quad (2.124)$$

となる。(2.124)を微分すると

$$\begin{aligned} x'(s+S) &= A\omega'(s) \cos[\psi(s) + \psi_0] \cos \sigma \\ &\quad - A\omega(s)\psi'(s) \sin[\psi(s) + \psi_0] \cos \sigma \\ &\quad - A\omega'(s) \sin[\psi(s) + \psi_0] \sin \sigma \\ &\quad - A\omega(s)\psi'(s) \cos[\psi(s) + \psi_0] \sin \sigma \end{aligned} \quad (2.125)$$

となる。(2.116)と(2.117)が $X(s)$ を表し、(2.124)と(2.125)が $X(s+S)$ を表す。この2つのベクトルを結ぶ輸送行列 \hat{M} を計算すると

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \cos \sigma - \frac{\omega'}{\omega\psi'} \sin \sigma & \frac{\sin \sigma}{\psi'} \\ -\left(\psi' + \frac{1}{\psi'}\right) \sin \sigma & \cos \sigma + \frac{\omega'}{\omega\psi'} \sin \sigma \end{pmatrix} \quad (2.126)$$

となる。(2.126)は(2.105)で表される輸送行列 \tilde{M} と同じなので、

$$\hat{\alpha} = -\frac{\omega'}{\omega\psi'} = -\omega\omega' \quad (2.127)$$

$$\hat{\beta} = \frac{1}{\psi'} = \omega^2 \quad (2.128)$$

$$\hat{\gamma} = \psi' + \frac{1}{\psi'} = \omega^2 + \frac{1}{\omega^2} \quad (2.129)$$

となる。ここで、(2.122) を $C = 1$ と共に使った。

(2.116) と (2.117) から三角関数の部分を消去し、(2.122) を用いると

$$\frac{x^2}{\omega^2} + (\omega x' - \omega' x)^2 = A^2 \quad (2.130)$$

となる。(2.130) は (2.127)、(2.128)、(2.129) を用いて

$$\hat{\gamma} x^2 + 2\hat{\alpha} x x' + \hat{\beta} x'^2 = A^2 \quad (2.131)$$

となる。(2.131) は楕円を表す式であり、形状や傾きは $\hat{\alpha}$ 、 $\hat{\beta}$ で決まる。 $\hat{\alpha}$ と $\hat{\beta}$ は $\omega(s)$ と $\omega'(s)$ で決まり、 $\omega(s)$ は (2.123) に従うことから、全ての粒子に対して共通の値を持つ。一方、楕円の大きさを決めている A は粒子によって異なっても構わない。同じ A を持つ異なる初期値 ψ_0 を持つ粒子は、全て同じ楕円 (2.131) で表される。実際のビームは、同じ形状を持ち、異なる大きさを持つ楕円の重ね合わせで表現することができる。最大の A を A_0 とすると、全ての粒子は面積 $A_0^2 \pi$ の楕円内部に存在する。楕円の面積の公式より、(2.131) の面積は

$$\pi A^2 (\hat{\beta} \hat{\gamma} - \hat{\alpha}^2) = \pi A^2 \quad (2.132)$$

で表される。ここで、(2.108) を用いた。 $A = A_0$ の面積を

$$A_0^2 \pi = \epsilon_x \pi \quad (2.133)$$

と定義し、 ϵ_x をエミッタンスと呼ぶ。(2.131) に $A = A_0$ を代入し、(2.133) を使うと、

$$\hat{\gamma} x^2 + 2\hat{\alpha} x x' + \hat{\beta} x'^2 = \epsilon_x \quad (2.134)$$

となる。(2.134) で表される楕円を $\alpha < 0$ に対して図 2.4 に示す。 $\alpha > 0$ の場合は、長軸と短軸の関係が逆転する。(2.134) から、ある x' の値に対して x は異なる 2 つの値をもち、大きい方は

$$x = \frac{-\hat{\alpha} x' + \sqrt{\hat{\gamma} \epsilon_x - x'^2}}{\hat{\gamma}} \quad (2.135)$$

となる。右辺を x' で微分すると $x' = \sqrt{\hat{\alpha}^2 \epsilon_x / \hat{\beta}}$ の時に、 x が最大

$$x_m(s) = \sqrt{\epsilon_x \hat{\beta}(s)} = \sqrt{\epsilon_x} \omega(s) \quad (2.136)$$

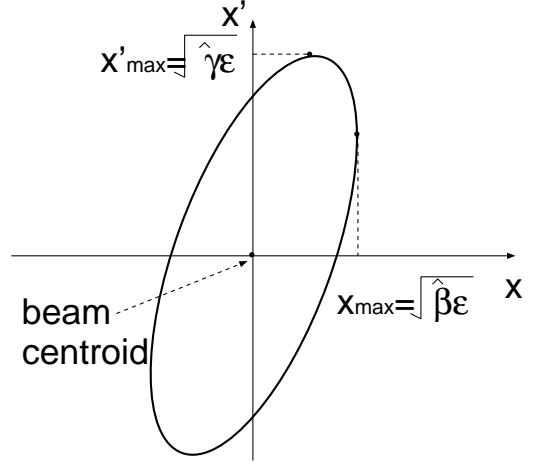


図 2.4: (2.131) で定義される位相空間楕円。

となることがわかる。(2.136) を (2.123) に代入すると、ビームエンベロープの式

$$x_m'' + \kappa x_m - \frac{\epsilon_x^2}{x_m^3} = 0 \quad (2.137)$$

が得られる。

空間電荷効果を表す (2.67) とエミッタンスの効果を表す (2.137) を近軸ビーム方程式 (2.34) に加え、ビームのエンベロープ方程式を求めると、

$$a'' + \frac{\gamma' a'}{\beta^2 \gamma} + \left(\frac{\gamma''}{2\beta^2 \gamma} + \frac{\Omega_L^2}{\beta^2 c^2} \right) a - \left(\frac{P_\theta}{\beta \gamma m_0 c} \right)^2 \frac{1}{a^3} - \frac{K}{a} + \kappa a - \frac{\epsilon_n^2}{a^3 \gamma^2 \beta^2} = 0 \quad (2.138)$$

となる。ここで、ビームエネルギーで規格化されたエミッタンス

$$\epsilon_n = \beta \gamma \epsilon \quad (2.139)$$

を定義した。 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ はローレンツ因子。

(2.116) は (2.114) と (2.115) の線形結合で表されるので、任意の位置 s_1 から s_2 への輸送行列 $\tilde{M}(s_2|s_1)$ は (2.96) から導かれる。(2.96) に (2.114)、(2.115) を代入し、右辺の二つめの行列の

逆行列を両辺にかけると、 \tilde{M} の行列要素

$$\begin{aligned} m_{11} &= \frac{\omega_2}{\omega_1} \cos \psi_{12} - \omega_2 \omega_1' \sin \psi_{12} \\ m_{12} &= \omega_1 \omega_2 \sin \psi_{12} \\ m_{21} &= -\frac{1 + \omega_1 \omega_2 \omega_1' \omega_2'}{\omega_1 \omega_2} \sin \psi_{12} \\ &\quad - \left(\frac{\omega_1'}{\omega_2} - \frac{\omega_2'}{\omega_1} \right) \cos \psi_{12} \\ m_{22} &= \frac{\omega_1}{\omega_2} \cos \psi_{12} + \omega_1 \omega_2' \sin \psi_{12} \end{aligned} \quad (2.140)$$

が得られる。ここで、 $\omega_1 = \omega(s_1)$ 、 $\omega_2 = \omega(s_2)$ 、 $\psi_{12} = \psi(s_2) - \psi(s_1)$ とした。 $s_2 - s_1 = S$ の時、 $\omega_2 = \omega_1$ 、 $\omega_2' = \omega_1'$ 、 $\psi_{12} = \sigma$ となり、(2.140) は (2.126) と等しくなる。(2.122) より位相は

$$\psi(s) = \int_{s_0}^s \frac{ds}{\omega^2(s)} = \int_{s_0}^s \frac{ds}{\hat{\beta}} \quad (2.141)$$

となる。1セルあたりの位相の進み (phase advance) は

$$\sigma = \int_s^{s+S} \frac{ds}{\omega^2(s)} = \int_s^{s+S} \frac{ds}{\hat{\beta}} \quad (2.142)$$

となる。円形加速器の周長を C とすると、1周あたりのベータトロンの振動回数を表すチューンと呼ばれる量が

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \int_s^{s+C} \frac{ds}{\hat{\beta}} \quad (2.143)$$

で定義される。

2.3.2 rms エミッタンス

実際のビームを扱うとき、ビームエンベロープのエミッタンスではなく、rms エミッタンス

$$\tilde{\epsilon}_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (2.144)$$

を用いることが多い。そこで、 $\tilde{\epsilon}_x$ と ϵ_x の関係を求める。ここで、粒子分布 $f(x, y, x', y')$ を用いると $\langle x^2 \rangle$ は

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\int \int \int \int x^2 f(x, y, x', y') dx dy dx' dy'}{\int \int \int \int f(x, y, x', y') dx dy dx' dy'} \quad (2.145)$$

で定義される。 x 方向に射影した粒子の位相空間分布は (2.134) の楕円内で一様と仮定する。ある x の値に対して $\frac{-\hat{\alpha}x - \sqrt{\hat{\beta}\epsilon_x - x^2}}{\hat{\beta}} \leq x' \leq \frac{-\hat{\alpha}x + \sqrt{\hat{\beta}\epsilon_x - x^2}}{\hat{\beta}}$ となることを用いると

$$\langle x^2 \rangle = \frac{2 \int_{-(\hat{\beta}\epsilon_x)^{1/2}}^{(\hat{\beta}\epsilon_x)^{1/2}} x^2 \frac{(\hat{\beta}\epsilon_x - x^2)^{1/2}}{\hat{\beta}} dx}{2 \int_{-(\hat{\beta}\epsilon_x)^{1/2}}^{(\hat{\beta}\epsilon_x)^{1/2}} \frac{(\hat{\beta}\epsilon_x - x^2)^{1/2}}{\hat{\beta}} dx} = \frac{\hat{\beta}\epsilon_x}{4} \quad (2.146)$$

となる。 $\langle x'^2 \rangle$ についても同様に、

$$\langle x'^2 \rangle = \frac{2 \int_{-(\hat{\gamma}\epsilon_x)^{1/2}}^{(\hat{\gamma}\epsilon_x)^{1/2}} x'^2 \frac{(\hat{\gamma}\epsilon_x - x'^2)^{1/2}}{\hat{\gamma}} dx'}{2 \int_{-(\hat{\gamma}\epsilon_x)^{1/2}}^{(\hat{\gamma}\epsilon_x)^{1/2}} \frac{(\hat{\gamma}\epsilon_x - x'^2)^{1/2}}{\hat{\gamma}} dx'} = \frac{\hat{\gamma}\epsilon_x}{4} \quad (2.147)$$

となり、 $\langle xx' \rangle$ は

$$\begin{aligned} \langle xx' \rangle &= \frac{\int_{-(\hat{\beta}\epsilon_x)^{1/2}}^{(\hat{\beta}\epsilon_x)^{1/2}} x \int_{\frac{-\hat{\alpha}x - (\hat{\beta}\epsilon_x - x^2)^{1/2}}{\hat{\beta}}}^{\frac{-\hat{\alpha}x + (\hat{\beta}\epsilon_x - x^2)^{1/2}}{\hat{\beta}}} x' dx'}{2 \int_{-(\hat{\beta}\epsilon_x)^{1/2}}^{(\hat{\beta}\epsilon_x)^{1/2}} \frac{(\hat{\beta}\epsilon_x - x^2)^{1/2}}{\hat{\beta}} dx} \\ &= -\frac{\hat{\alpha}\epsilon_x}{4} \end{aligned} \quad (2.148)$$

となる。(2.146)、(2.147)、(2.148) を (2.144) に代入すると、

$$\tilde{\epsilon}_x = \frac{\epsilon_x}{4} \quad (2.149)$$

が得られる。エミッタンス $\epsilon_x = 1\pi\text{mm-mrad}$ は、rms エミッタンス $\epsilon_x = 1\text{ mm-mrad}$ とほぼ等価であることがわかる。

2.4 スライスエミッタンス

空間電荷効果力が弱くエミッタンスが支配的なビームについて、ドリフト空間前後での位相空間分布変化を図 2.5 に示す。ドリフト空間前 (実線) 後 (点線) で、 x' は保存され、 x のみ変化している。図 2.6 のように電子バンチを輪切りにスライスしても、各スライスは同じ位相空間分布変化を示す。ところが、空間電荷効果が支配的になる高ピーク電流を持つ電子バンチでは状況が異なる。電子バンチの時間プロファイルがガウス波形の場合、各スライスの電流密度が異なり、位相空間上で異なる時間発展を示す [22]。

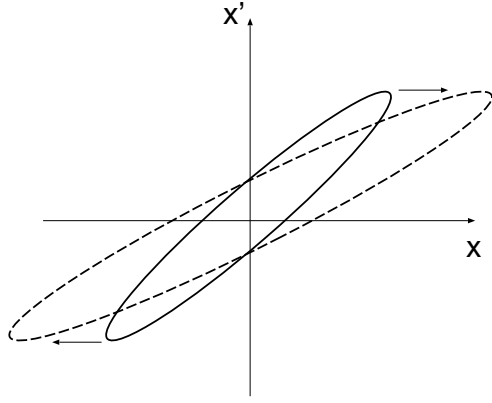


図 2.5: エミッタンスが支配的なビームのドリフト空間前（実線）後（点線）での位相空間分布

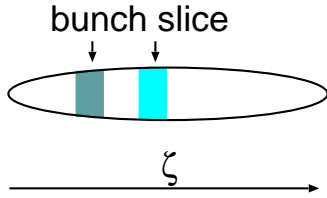


図 2.6: 電子バンチの時間プロファイルを輪切りにした電子バンチスライス。バンチ内での座標 ζ に依存して電流密度が異なり、空間電荷力が ζ に依存する。

空間電荷力が支配的な電子ビームの方程式は、(2.66) に $r'' = \ddot{r}/\beta^2 c^2$ 、(2.42)、 $f = 0$ を代入して

$$r'' = \frac{2I(\zeta)}{I_0 \beta^3 \gamma^3 a^2} r \quad (2.150)$$

と求まる。ここで、 $I(\zeta)$ は電子バンチ内の座標 ζ により電流が異なることを示す（図 2.6 参照）。簡単のために空間電荷力は電子ビームの進行方向座標 z によらず一定とし、初期座標 r_0 と $I(\zeta)$ で決まると仮定する。(2.150) は r に比例するので、線形空間電荷力である。この仮定はビーム輸送中にそのサイズが大きく変化しなければ成り立つ。また、簡単のために初期平行電子ビーム ($r'_0 = 0$) を仮定する。これらの仮定の元に、 z での発散 r' と座標 r を求めると、

$$r' = \lambda_s(\zeta) r_0 z, \quad r = r_0 + \frac{\lambda_s(\zeta)}{2} r_0 z^2 \quad (2.151)$$

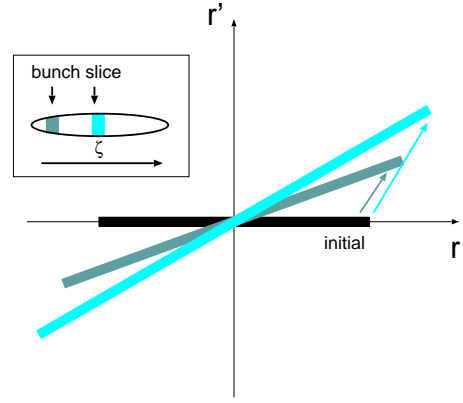


図 2.7: 電子バンチスライスの時間発展。初期発散角 $r'_0 = 0$ を仮定すると、空間電荷力により電子バンチは発散する（図 2.3 参照）。同じバンチスライス内の電子は位相空間内で同じ直線上に乗るが、異なるスライスはお互いに異なる時間発展を示す。空間電荷力の差が原因である。

となる。ここで、空間電荷力を表す関数

$$\lambda_s(\zeta) = \frac{2I(\zeta)}{I_0 \beta^3 \gamma^3 a^2} \quad (2.152)$$

を定義した。(2.151) から

$$\frac{r'}{r} = \frac{\lambda_s(\zeta) z}{1 + \frac{\lambda_s(\zeta)}{2} z^2} \quad (2.153)$$

となる。(2.153) は r_0 に依存しないことから、位相空間上でプロットすると線分になる（図 2.7 参照）。(2.153) は $I(\zeta)$ に関して単調増加関数であり、 $I(\zeta)$ が大きい程、急峻な傾きになる。(2.151) より $I(\zeta)$ が大きい程、広いビーム径になる。図 2.6 のバンチスライスについて考えると、図 2.7 のような時間発展を示す。異なる電流密度を持つスライスは、位相空間上で異なる時間発展を示す。

図 2.7 では、初期発散角を 0 と仮定しているので、初期エミッタンスが 0 であることを意味する。ドリフト空間を進んだ後の位相空間分布が線分上に乗ることは、スライスエミッタンスが 0 のまま保存されていることを示す。ところが、電子バンチ全体を表す投影エミッタンスは増えたように見える。以降、特に断らない限り、エミッタンスは投影エミッタンスのことを指す。(2.150) に示す線形空間電荷力により見かけ上増えた投影エミッタ

ンスは、電子銃下流に設置したソレノイド磁場を使って補償できる（図 2.8 参照）。

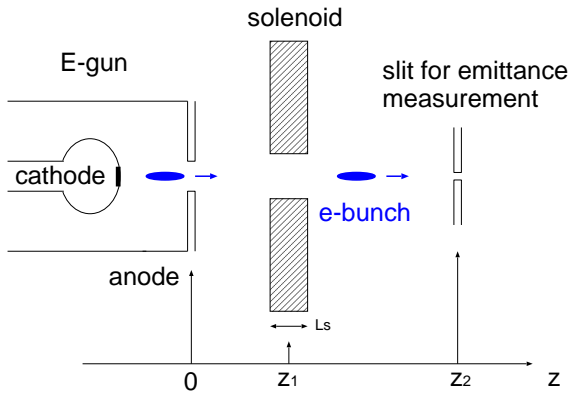


図 2.8: 電子銃からのビームのエミッタンス補償。アノード下流距離 z_1 に設置したソレノイド磁石の磁場強度を調整することで、 z_2 位置でのエミッタンス補償が実現できる。

ソレノイド磁場はフォーカス四重極レンズのように、ビームに対してフォーカス作用を持つことが知られている。詳細は原田健太郎氏の講義を参照されたい [20]。薄肉レンズ近似の元で、座標に比例したフォーカス力をビームに与えることができる。ソレノイド入口での位置、発散角を r_{in}, r'_{in} とし出口での位置、発散角を r_{out}, r'_{out} とすると

$$r'_{out} = r'_{in} - \frac{r_{in}}{f}, \quad r_{out} = r_{in} \quad (2.154)$$

となる。ここで、

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{4} \left(\frac{e}{p} \right)^2 B_s^2 L_s \quad (2.155)$$

である [23]。ソレノイドは長さ L_s に渡って一様磁場強度 B_s を持つとし、シャープエッジ近似とする。 p はビームの運動量を表す。このソレノイド磁場により、電子バンチは位置を変えずに発散角が変化するキックを受ける。図 2.9 に示すように、位相空間内で r に比例したキックを与えられ、垂直方向に反転する。ソレノイド後のドリフト空間で、異なるバンチスライスはお互いが重なりあうように近づいていく。

上で述べたことをより定量的に議論する。ソレノイドの位置をアノード下流から z_1 とすると、

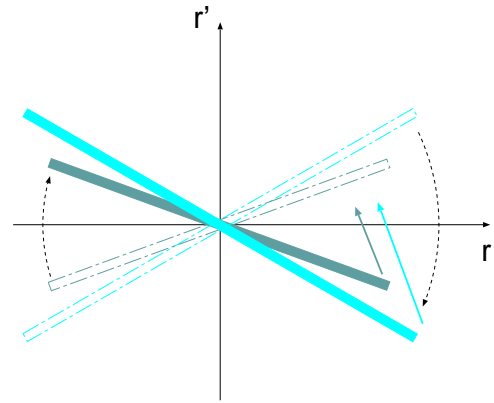


図 2.9: ソレノイドフォーカス作用による位相空間内でのバンチスライスの垂直反転。(2.154) に示すように、適当なフォーカス力を与えてやれば、位相空間内でバンチスライスを垂直方向に反転させることができる。この力は半径 r に比例している。異なるバンチスライスの位相空間分布を表す線分は、ソレノイド後のドリフト空間でやがてお互いが重なりあう。見かけ上広がったエミッタンスが元に戻る。

(2.151) より

$$r'_{in} = \lambda_s(\zeta) r_0 z_1, \quad r_{in} = r_0 + \frac{\lambda_s(\zeta)}{2} r_0 z_1^2 \quad (2.156)$$

となる。(2.156) を (2.154) に代入し、さらにソレノイド後のドリフト空間中の座標 z で

$$\begin{aligned} r'(z) &= r'_{out} + \int_{z_1}^z \lambda_s(\zeta) r_0 dz \\ r(z) &= r_{out} + \int_{z_1}^z r'(z) dz \end{aligned} \quad (2.157)$$

となることから、エミッタンス測定を行う位置 z_2 では

$$\begin{aligned} r'(z_2) &= r_0 \left(\lambda_s(\zeta) z_2 - \frac{1 + \frac{\lambda_s(\zeta)}{2} z_1^2}{f} \right) \\ r(z_2) &= r_0 \left[1 + \frac{\lambda_s(\zeta)}{2} z_2^2 - \frac{1 + \frac{\lambda_s(\zeta)}{2} z_1^2}{f} (z_2 - z_1) \right] \end{aligned} \quad (2.158)$$

となる。 $r'(z_2)/r(z_2)$ が $\lambda_s(\zeta)$ に依らず一定となる磁場強度をソレノイドに与えたとき、各スライスエミッタンスを表す線分は、同一直線上に乗る。

つまり、投影エミッタンスは最小の値となり、エミッタンス補償が実現されることになる。そこで、 $r'(z_2)/r(z_2)$ を異なる電流値を表す ζ_1 、 ζ_2 に対して求め、その差を計算すると

$$\begin{aligned} & \frac{r'(z_2, \zeta_2)}{r(z_2, \zeta_2)} - \frac{r'(z_2, \zeta_1)}{r(z_2, \zeta_1)} \\ = & \frac{\lambda_s(\zeta_2)z_2 - \frac{1 + \frac{\lambda_s(\zeta_2)}{2}z_1^2}{f}}{1 + \frac{\lambda_s(\zeta_2)}{2}z_2^2 - \frac{1 + \frac{\lambda_s(\zeta_2)}{2}z_1^2}{f}(z_2 - z_1)} \\ & - \frac{\lambda_s(\zeta_1)z_2 - \frac{1 + \frac{\lambda_s(\zeta_1)}{2}z_1^2}{f}}{1 + \frac{\lambda_s(\zeta_1)}{2}z_2^2 - \frac{1 + \frac{\lambda_s(\zeta_1)}{2}z_1^2}{f}(z_2 - z_1)} \end{aligned} \quad (2.159)$$

となる。(2.159) の右辺の分子がゼロになる条件を求めると

$$[\lambda_s(\zeta_2) - \lambda_s(\zeta_1)] \left(z_2 - \frac{(z_2 - z_1)^2}{2f} \right) = 0 \quad (2.160)$$

となる。(2.160) から

$$f = \frac{(z_2 - z_1)^2}{2z_2} \quad (2.161)$$

となるようにソレノイド磁場の値を設定すると、 $r'(z_2)/r(z_2)$ の値が ζ に依らずに等しくなり、位置 z_2 においてエミッタンス補償が実現されることになる。(2.161) を (2.158) に代入すると

$$\frac{r'(z_2)}{r(z_2)} = \frac{2z_2}{z_2^2 - z_1^2} \quad (2.162)$$

となり、 ζ に依存しない。エミッタンス補償が実現される位相空間内での電子バンチの傾きは、常に正でソレノイド位置とエミッタンス測定位置の関数であることがわかる。

ここでは、初期電子バンチの発散がゼロ、電子バンチ半径が余り変化しないこと、などいくつかの仮定を行っている。より一般的な場合、非線形効果がある場合のエミッタンス増大については文献 [22, 24] を参照されたい。Parmela 等の計算コードを使ったエミッタンス補償の計算例として宮島司氏の講義の他 [19]、文献 [25, 26] がある。

電子バンチが RF 加速空洞を通る際にも、バンチスライス毎に異なる時間発展を示し、見かけ上

のエミッタンス増大がおこる。時間依存 RF 場が、バンチスライス毎に異なる横方向の収束、発散力を与えるからである [1, 27]。RF 場によるエミッタンス増大も、空間電荷力による増大と同様、ソレノイド磁場を用いて補償することができる。詳細は宮島司氏の講義を参照して頂きたい [19]。

3 電子放出

過去の OHO のテキストに電子放出の問題は繰り返し取り上げられている。これらのテキスト [28, 24] をもとに、ERL 電子銃に関係あるものとして、熱陰極からの電子放出とエミッタンス、光陰極からの電子放出とエミッタンスについて簡単に述べる。

3.1 熱陰極（熱カソード）

熱陰極の材質は金属が基本であるが、純金属だけでなく酸化物を被覆した金属や、金属表面にバリウムの層が維持される含浸型陰極 (dispenser cathode)、X 線 FEL 用の熱カソードとして用いられている CeB₆、LaB₆ 陰極 [13] 等、様々なタイプがある [28]。図 3.1 は原子力機構 FEL、阪大 FEL 研 (FELI) 等で利用されている dispenser cathode である。

3.1.1 熱電子放出

図 3.2 に示すように、金属中の自由電子が外界に対して $-w$ の位置エネルギーを持ち、0K のフェルミ準位 μ_0 は外界よりも ϕ 低いポテンシャルであるとする [29, 28]。電子はフェルミ分布に従うので、高温では外界より高いエネルギーを持つ電子も存在する。このような電子は金属表面から外界に出てくることができ、“熱カソード”として電子銃に使われる。ここでは、温度 T の場合の熱電子放出電流を求める。

ε と $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ の間にエネルギー準位をもつ粒子状態の数を $D(\varepsilon)\Delta\varepsilon$ とおき、 ε の粒子の存在確率を $f(\varepsilon)$ とすると、エネルギーが $\varepsilon < E$ の金属中電子

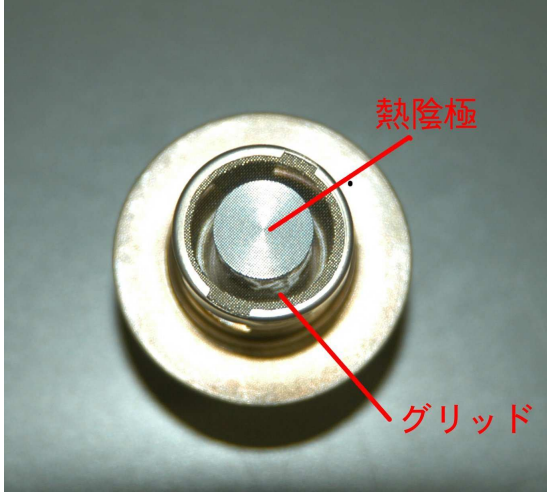


図 3.1: 含浸型陰極 (dispenser cathode)。Y646B EIMAC 社製。中心の熱陰極の直径は 8mm。メッシュ状のグリッド電極が熱陰極面から 0.1 mm の所に設置されている。グリッドの電位は外枠と同じ。

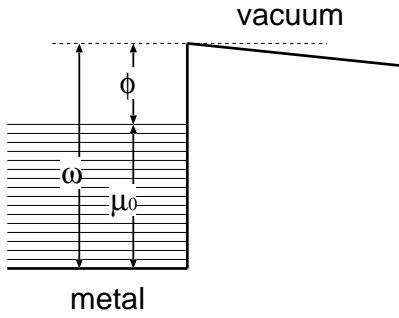


図 3.2: 金属中の自由電子の外界への熱放出。

数は

$$N = \int_0^E f(\varepsilon) D(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.1)$$

となる。ここで $D(\varepsilon)$ は状態密度。電子はフェルミ粒子なので、存在確率はフェルミ分布

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1} \quad (3.2)$$

に従う。 ε は電子の運動エネルギー、 μ は温度 T でのフェルミ準位。 $kT \ll \mu_0$ の時は $\mu \approx \mu_0$ となる。電子のエネルギー ε での状態密度は

$$D(\varepsilon) = \frac{2}{h^3} \frac{d}{d\varepsilon} \left[\int_{-\infty}^{\infty} dp_x \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \int_{-\infty}^{\infty} dz \right] \quad (3.3)$$

である。ここで、 $\varepsilon = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m$ 。因子 2 は電子スピンによる。(3.3) を (3.1) に代入すると

$$N = \frac{2}{h^3} \int_{-\infty}^{\infty} dp_x \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1} \quad (3.4)$$

となる。ここで、 ε は $0 \leq \varepsilon \leq E$ を満たす。

表面から深さ dz の電子が Δt 時間内に表面に達するには、 $\frac{p_z}{m} \Delta t \geq dz$ を満たす必要がある。表面に到達する電子に対する、 dz に関する積分範囲は 0 から $\frac{p_z}{m} \Delta t$ となる。 x と y 方向の積分範囲を 0 から Δx 、0 から Δy として、単位時間、単位面積あたりに、表面に到達する電子数

$$\frac{N}{\Delta t \Delta x \Delta y} = \frac{2}{h^3} \int \int \int \frac{p_z}{m} \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1} dp_x dp_y dp_z \quad (3.5)$$

が求まる。

表面に到達した電子のうち、障壁よりも高い運動エネルギーを z 方向に持つ電子のみが真空中に出てくる。従って $\frac{p_z^2}{2m} > w$ を満たす電子のみが放出電子となる。 $E \rightarrow \infty$ とすると、単位時間、単位面積あたりに放出される電子数 N_{rad} は

$$N_{rad} = \frac{2}{h^3} \int_{\sqrt{2mw}}^{\infty} dp_z \frac{p_z}{m} \int_{-\infty}^{\infty} dp_x \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1} \quad (3.6)$$

となる。 $p_x^2 + p_y^2 = p'^2$ とおいて、(3.6) を書き直すと

$$\begin{aligned} N_{rad} &= \frac{2}{h^3} \int_{\sqrt{2mw}}^{\infty} dp_z \frac{p_z}{m} \\ &\times \int_0^{\infty} 2\pi p' dp' \frac{1}{e^{(\frac{p_z^2+p'^2}{2m}-\mu)/kT} + 1} \quad (3.7) \\ &= \frac{4\pi}{h^3} \int_{\sqrt{2mw}}^{\infty} dp_z p_z \ln \left[1 + e^{(\mu - \frac{p_z^2}{2m})/kT} \right] \\ &= \frac{4\pi m kT}{h^3} \int_w^{\infty} d\varepsilon_z \ln \left[1 + e^{(\mu - \varepsilon_z)/kT} \right] \quad (3.8) \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\mu(T) \approx \mu_0$ 、 $\varepsilon_z = p_z^2/2m$ 。熱陰極の運転温度は高くても 3000K 程度あり、 $kT = 0.26\text{eV}$ 程度にしかならない。一方、金属の仕事関数は eV 程度以上あるので、 $w - \mu_0 = \phi \gg kT$ が

成り立ち $e^{(\mu-\varepsilon_z)/kT} \ll 1$ となる。(3.7) の被積分関数は $\ln[1+e^{(\mu-\varepsilon_z)/kT}] \approx e^{(\mu-\varepsilon_z)/kT}$ と近似できる。

(3.8) は

$$\begin{aligned} N_{rad} &= \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{(\mu-w)/kT} \\ &= \frac{4\pi m(kT)^2}{h^3} e^{-\phi/kT} \end{aligned} \quad (3.9)$$

となり、単位面積当たりの熱電子放出電流は

$$I = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} T^2 e^{-\phi/kT} \quad (3.10)$$

となる。ここで、 $4\pi m e k^2/h^3 = 1.20 \times 10^6 [\text{Am}^{-2}\text{K}^{-2}]$ 。

3.1.2 Shottky 効果

最大電流値がカソード電極の温度で決まり、(3.10) で表される場合、温度制限領域と呼ぶ。温度制限領域では、陰極面に電解が加わると電流が増加する。この現象を Shottky 効果と呼ぶ [28]。

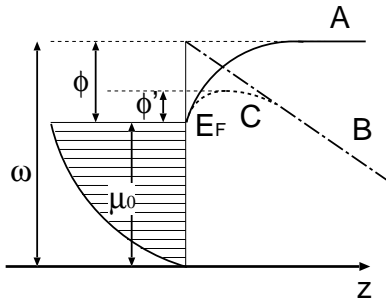


図 3.3: 印加電界による陰極面のポテンシャル変化。曲線 A は実線、B はダッシュ点線、C は点線。

熱電子放出に及ぼす電解の効果を考えるため、陰極面近傍のポテンシャルを考える。陰極からの電子放出により、金属（陰極）面の反対側に鏡像電荷を生じる。放出電子と鏡像電荷との間にはたらくクーロン力によるポテンシャルは

$$-\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_z^\infty \frac{e^2}{(2z')^2} dz' = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} \quad (3.11)$$

となる。 z は電子と金属面との距離、 ϵ_0 は真空の誘電率。この時、ポテンシャルは図 3.3 の曲線 A となる。さらに、直線 B で表記される印加電解に

よるポテンシャル変化 $-eFz$ を考慮すると、全ポテンシャル C は

$$V(z) = w - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{z} - eFz \quad (3.12)$$

で表される。これは

$$z = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0 F}} \quad (3.13)$$

で最大値

$$V_{max} = w - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eF}{\pi\epsilon_0}} \quad (3.14)$$

となる。ポテンシャル障壁が下がり、電子放出が容易になることを意味する。電子放出の実効的仕事関数は

$$\phi' = \phi - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eF}{\pi\epsilon_0}} \quad (3.15)$$

となる。(3.14) を用いて (3.10) を書き直すと

$$I = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} T^2 e^{-\phi/kT} \exp\left(\frac{e}{2kT} \sqrt{\frac{eF}{\pi\epsilon_0}}\right) \quad (3.16)$$

となる。

3.1.3 熱電子のエミッタンス

(3.7) を書き直すと

$$N_{rad} = \frac{4\pi m}{h^3} \int_w^\infty d\varepsilon_z \int_0^\infty d\varepsilon' \frac{e^{-(\varepsilon_z+\varepsilon'-\mu)/kT}}{e^{-(\varepsilon_z+\varepsilon'-\mu)/kT} + 1} \quad (3.17)$$

となる。ここで、 $\varepsilon' = p'^2/2m$ 、 $\varepsilon_z = p_z^2/2m$ を使った。陰極面に平行な方向のエネルギーの平均値は

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon' \rangle &= \frac{4\pi m}{h^3 N_{rad}} \int_w^\infty d\varepsilon_z \\ &\times \int_0^\infty d\varepsilon' \varepsilon' \frac{e^{-(\varepsilon_z+\varepsilon'-\mu)/kT}}{e^{-(\varepsilon_z+\varepsilon'-\mu)/kT} + 1} \end{aligned} \quad (3.18)$$

となる。 $w - \mu = \phi \gg kT$ から、 $\varepsilon_z + \varepsilon' - \mu \geq w - \mu \gg kT$ が成り立つ。これを使うと、(3.18) は

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon' \rangle &= \frac{4\pi m}{h^3 N_{rad}} \int_w^\infty d\varepsilon_z \\ &\times \int_0^\infty d\varepsilon' \varepsilon' e^{-(\varepsilon_z+\varepsilon'-\mu)/kT} \\ &= \frac{4\pi m}{h^3 N_{rad}} (kT)^3 e^{-(w-\mu)/kT} \end{aligned} \quad (3.19)$$

となる。(3.9)を代入すると(3.19)は

$$\langle \varepsilon' \rangle = kT \quad (3.20)$$

となる。ここで得たのは横方向の運動エネルギー($\varepsilon_x + \varepsilon_y$)の平均値である。 x と y 方向に同じ運動エネルギーを持つと仮定すると、 x 方向の運動エネルギーの平均値は

$$\langle \varepsilon_x \rangle = \frac{kT}{2} \quad (3.21)$$

となる。エミッタンスを得るには $\langle x'^2 \rangle$ を知る必要がある。 $x'^2 = v_x^2/v_z^2 = (2\varepsilon'_x/m)/c^2\beta^2$ であるので、(3.21)を使って

$$\langle x'^2 \rangle = \frac{kT}{mc^2\beta^2} \quad (3.22)$$

となる。半径 r_c のカソードに一樣に電子が分布しているとすると、 x 方向に射影した電子の数は $2\sqrt{r_c^2 - x^2}/\pi r_c^2$ に比例する。2乗平均 $\langle x^2 \rangle$ を計算すると

$$\langle x^2 \rangle = \int_{-r_c}^{r_c} \frac{2\sqrt{r_c^2 - x^2}}{\pi r_c^2} x^2 dx = \frac{r_c^2}{4} \quad (3.23)$$

となる。(2.144)で定義されるrmsエミッタンスは

$$\tilde{\varepsilon}_x = \frac{r_c}{2\beta} \sqrt{\frac{kT}{mc^2}} \quad (3.24)$$

となる。エネルギーで規格化されたrmsエミッタンスは

$$\tilde{\varepsilon}_{nx} = \frac{r_c\gamma}{2} \sqrt{\frac{kT}{mc^2}} \quad (3.25)$$

である。カソード付近では $\gamma \approx 1$ なので、(3.25)で $\gamma = 1$ とした表記が多い。

代表的な例として、SPring-8で開発されているX線自由電子レーザー用の熱電子銃がある [13]。直径3mm、温度1400°CのCeB₆陰極を使用している。規格化rms熱エミッタンスの計算値は0.4mm-mradである。測定値は1.1mm-mradであり、かなり近い値を達成している。電子銃は温度制限領域で運転されている。

3.2 光陰極

光陰極には、銅などの金属やGaAs、Cs-Te等の半導体カソードが用いられる。図3.4はプロトタイプ電子銃に使われているGaAsカソード。



図 3.4: GaAs 光陰極。厚さ 0.35mm のウェハをナイフで切り出して、陰極として使用する。内径 8mm のキャップをかぶせることにより、陰極として使える範囲を制限している。

3.2.1 光電子放出

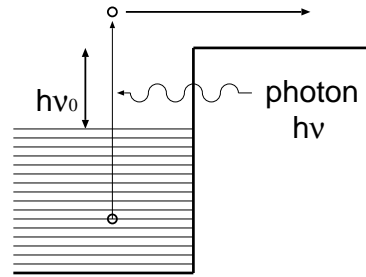


図 3.5: 金属の光電子放出。

基本的に熱電子放出と同じ計算を行う。レーザー波長のエネルギーを電子が吸収すると、ポテンシャル障壁が $h\nu$ 低くなったとみなす。(3.7)の w を $w - h\nu$ に置き換えて、

$$N_{rad} = \frac{2}{h^3} \int_{\sqrt{2m(w-h\nu)}}^{\infty} dp_z \frac{p_z}{m} \int_0^{\infty} 2\pi p' dp' \times \frac{1}{e^{(\frac{p_z^2 + p'^2}{2m} - \mu)/kT} + 1} \quad (3.26)$$

となる。 p' の積分を行うと

$$N_{rad} = \frac{4\pi mkT}{h^3} \int_{w-h\nu}^{\infty} d\varepsilon_z \ln \left[1 + e^{(\mu - \varepsilon_z)/kT} \right] \quad (3.27)$$

となる。(3.27)の積分の下限を0にするため、積

分変数を $y = [\varepsilon_z - \mu + h(\nu - \nu_0)]/kT$ とすると

$$\begin{aligned} N_{rad} &= \frac{4\pi m k^2 T^2}{h^3} \\ &\times \int_0^\infty dy \ln \left[1 + e^{-y+h(\nu-\nu_0)/kT} \right] \\ &= \frac{4\pi m k^2 T^2}{h^3} f(\delta) \end{aligned} \quad (3.28)$$

となる。ここで、 $\delta = h(\nu - \nu_0)/kT$ で

$$f(\delta) = \int_0^\infty dy \ln \left[1 + e^{\delta-y} \right] \quad (3.29)$$

である。 $\delta \leq 0$ ($e^{\delta-y} < 1$) の時、 δ で $f(\delta)$ を展開すると

$$\begin{aligned} f(\delta) &= \int_0^\infty dy \ln [1 + e^{\delta-y}] \\ &= \sum_{n=1}^\infty (-1)^{n-1} \frac{e^{n\delta}}{n} \int_0^\infty e^{-ny} dy \\ &= \sum_{n=1}^\infty \frac{(-1)^{n-1}}{n^2} e^{n\delta} \end{aligned} \quad (3.30)$$

となる。 $\delta \geq 0$ の場合には

$$\begin{aligned} f(\delta) &= \left(\int_0^\delta + \int_\delta^\infty \right) dy \ln [1 + e^{\delta-y}] \\ &= \int_0^\delta dx \ln (1 + e^x) \\ &\quad + \int_0^\infty dx \ln (1 + e^{-x}) \\ &= \int_0^\delta dx [x + \ln (1 + e^{-x})] \\ &\quad + [x \ln (1 + e^{-x})]_0^\infty \\ &\quad + \int_0^\infty dx \frac{x}{e^x + 1} \\ &= \frac{\pi^2}{6} + \frac{\delta^2}{2} - \sum_{n=1}^\infty \frac{(-1)^{n-1}}{n^2} e^{-n\delta} \end{aligned} \quad (3.31)$$

となる。

電子ビームの電流密度は、(3.28) から

$$I = ePN_{rad} = P \frac{4\pi m e k^2}{h^3} T^2 f(\delta) \quad (3.32)$$

となる。これは Fowler の式と呼ばれている [28]。 P は光電効果の光遷移確率であり、金属の表面状態に強く依存する。実際に P を求めるのは困難で

あるため [24]、(3.32) は余り使われず、(4.1) に示す量子効率 (QE) と入射レーザーパワーを使って光陰極から得られる電流量を求めるのが一般的である。

3.2.2 光電子ビームのエミッタンス

(3.17) を $w \rightarrow w - h\nu$ を使って書き直すと

$$N_{rad} = \frac{4\pi m}{h^3} \int_{w-h\nu}^\infty d\varepsilon_z \int_0^\infty d\varepsilon' \frac{1}{e^{(\varepsilon_z+\varepsilon'-\mu)/kT} + 1} \quad (3.33)$$

である。ここで、 $\varepsilon' = p'^2/2m$ 、 $\varepsilon_z = p_z^2/2m$ 。陰極面に平行な方向のエネルギーの平均値は

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon' \rangle &= \frac{4\pi m}{h^3 N_{rad}} \int_{w-h\nu}^\infty d\varepsilon_z \\ &\quad \times \int_0^\infty d\varepsilon' \varepsilon' \frac{1}{e^{(\varepsilon_z+\varepsilon'-\mu)/kT} + 1} \end{aligned} \quad (3.34)$$

である。熱電子ビームと違って (3.19) で用いた、 $\varepsilon_z + \varepsilon' - \mu \geq w - \mu \gg kT$ という近似が使えないが、絶対温度ゼロ ($T = 0$) の時には解析解が得られる。この場合、 $\varepsilon_z + \varepsilon' - \mu > 0$ では被積分関数が 0 になり、 $\varepsilon_z + \varepsilon' - \mu < 0$ では被積分関数の分母が 1 になる。従って、 $\varepsilon_z + \varepsilon' - \mu < 0$ の場合のみを残すと (3.34) は

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon' \rangle &= \frac{4\pi m}{h^3 N_{rad}} \int_{w-h\nu}^\mu d\varepsilon_z \int_0^{\mu-\varepsilon_z} d\varepsilon' \varepsilon' \\ &= \frac{4\pi m}{N_{rad} h^3} \frac{(h\nu - \phi)^3}{6} \end{aligned} \quad (3.35)$$

となる。ここで、 $\omega - \mu = \phi$ (図 3.1 参照) を使っている。放出電子数も同様に (3.33) から

$$\begin{aligned} N_{rad} &= \frac{4\pi m}{h^3} \int_{w-h\nu}^\mu d\varepsilon_z \int_0^{\mu-\varepsilon_z} d\varepsilon' \\ &= \frac{4\pi m}{h^3} \frac{(h\nu - \phi)^2}{2} \end{aligned} \quad (3.36)$$

となる。(3.36) を (3.35) に代入して

$$\langle \varepsilon' \rangle = \frac{h\nu - \phi}{3} \quad (3.37)$$

となる。(3.22) と同様に $\langle x'^2 \rangle$ を求めると、

$$\langle x'^2 \rangle = \frac{h\nu - \phi}{3mc^2\beta^2} \quad (3.38)$$

となる。 $\langle x^2 \rangle$ は (3.23) と同じであるので、rms エミッタンスは

$$\tilde{\epsilon}_x = \frac{r_c}{2\beta} \sqrt{\frac{h\nu - \phi}{3mc^2}} \quad (3.39)$$

となる。

(3.39) を導くにあたり、カソードの絶対温度ゼロを仮定した。カソードが室温で使われることを考慮し、熱による横方向運動エネルギー (3.20) を (3.37) に足し合わせて、熱エネルギーの影響も考慮した光カソードの rms エミッタンス

$$\tilde{\epsilon}_x = \frac{r_c}{2\beta} \sqrt{\frac{h\nu - \phi}{3mc^2} + \frac{kT}{mc^2}} \quad (3.40)$$

が求まる [24]。

4 DC 光陰極電子銃

ERL に利用できる 250kV 以上の高電圧 DC 光陰極電子銃は、JAEA (日本)、コーネル大 (米国) [30]、ERLP (英国) [31] そして同じジェファソン国立研究所 (米国) [32] 内にある JLab FEL、CEBAF の 5 施設で開発が進められている。どの電子銃も半導体であるガリウム砒素 (GaAs) を光陰極として用い、3 章で説明したように光電効果により仕事関数以上のエネルギー ($h\nu$) を電子に与え、電子を引き出す。

GaAs カソードは ILC(International Linear Collider) の偏極電子銃にも利用されることになっており、日本では名古屋大高エネルギー spin 物理研究室 (SP 研) が中心となり研究開発を進めている [33, 34]。1991 年に世界に先駆けて 50% を越える偏極度を達成以降 [35]、名古屋大グループは世界の偏極電子銃の研究をリードし、NEA 表面の活性化に欠かせない “Yo-Yo method” を提案する等 [36]、DC 光陰極電子銃に関するノウハウを深く蓄積している。最近では、Spin Polarized Low Energy Electron Microscopy (SPLEEM) の研究も行っている [37]。このような DC 光陰極電子銃の電流値は、照射レーザーのエネルギー、パワー、カソードの量

子効率 (QE: Quantum Efficiency) から

$$I[\text{mA}] = \frac{\lambda[\text{nm}]}{124} \cdot P[\text{W}] \cdot \text{QE}(\%) \quad (4.1)$$

と計算できる。例えば波長 527nm のレーザーを使った場合、100mA の電流を得るにはカソードに投入するレーザーパワーと QE の積は 23.5W% となる。波長 800nm の場合は 15.5W% となる。

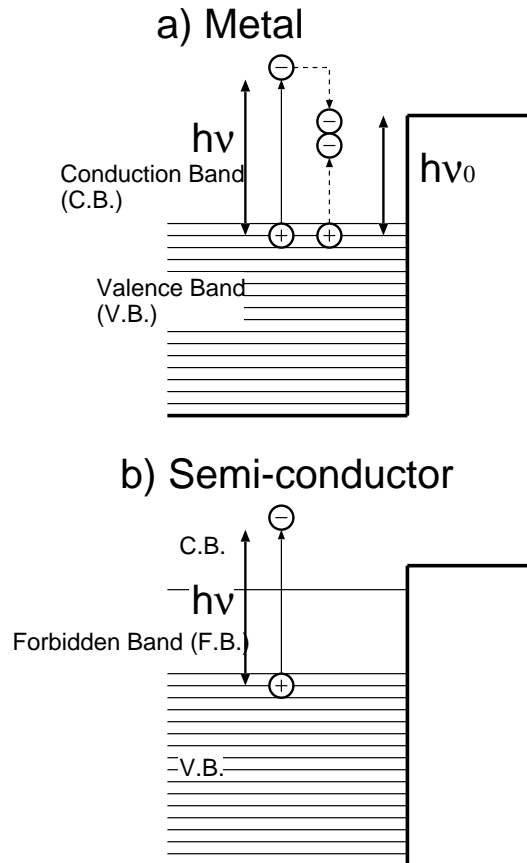


図 4.1: 金属と半導体中の電子-電子散乱。金属では、充満帯のすぐ上に伝導帯があるため、電子-電子散乱が起こる。半導体では充満帯のすぐ上は禁制帯であるため、電子-電子散乱は起こらない。これが量子効率の違いの原因である。

実用的なレーザーパワーを考えると、100mA 実現には $\text{QE} = 10^{-4}$ 程度の金属陰極は非現実的で、1-10% の高い QE を持つ半導体陰極を使うことになる。では、金属カソードと半導体カソードの量子効率の差は如何にして生じるのであろうか。図 4.1 を用いて考える [38]。金属等の導体の場合 (図 4.1a)、充満帯 (価電子帯: valence band) から半

満帯（伝導帯：conduction band）に光励起されると、励起された電子は導体中を動いていく。光励起電子が価電子帯中の他の電子と散乱し、その電子を半満帯（伝導帯）に励起すると、両電子の運動エネルギーは共に $h\nu_0$ 以下になり表面から出てこれなくなる。金属の場合、価電子帯のすぐ上に伝導帯があるため、電子散乱により電子の量子効率が減少してしまう。

一方、半導体の場合（図 4.1b）、価電子帯から光励起された電子が、散乱により他の電子を励起しようとしても、価電子帯のすぐ上は禁制帯（forbidden band）であるため、終状態において共に励起状態になることができない。結果として電子-電子散乱は起きず、表面に達した多くの励起電子が真空中に出てくることのできる。電子散乱がおきないために、半導体では高い量子効率を実現できる。

4.1 NEA GaAs 陰極

ERL 用の電子銃の半導体カソードとして、GaAs が特に注目されているのは、JLab FEL での大電流運転の実績 [4] に加え、小さなエミッタンスを持つ電子ビームを生成できるカソードであることが理由である。それは Negative Electron Affinity (NEA) というカソード表面の性質に起因している。NEA 表面は、GaAs 半導体にセシウム金属を蒸着することにより形成する。

p 型ドーピングの GaAs 半導体とバルクの金属（セシウム）の接合では、図 4.2 に示すようにお互いのフェルミ準位が等しくなるように接合する [39]。GaAs のバンドギャップエネルギー（伝導帯の底と価電子帯の頂の差）は $E_g = 1.4 \text{ eV}$ であり、セシウムの電子親和力（Electron Affinity：伝導帯の底と真空準位のエネルギー差）は $\chi_m = 1.9 \text{ eV}$ である。このままだと、セシウムの真空準位が GaAs の伝導帯の底よりも高くなり、NEA にはならない。

表面はバルクと真空で挟まれているため、バルク中とは振舞いが異なる。p 型 GaAs 表面から深さ d まで密度 N_a でドーピングをしている場合、キャリアである正孔が表面に移動して表面電子と結合する。表面電子の電荷密度はキャリアのドーピング

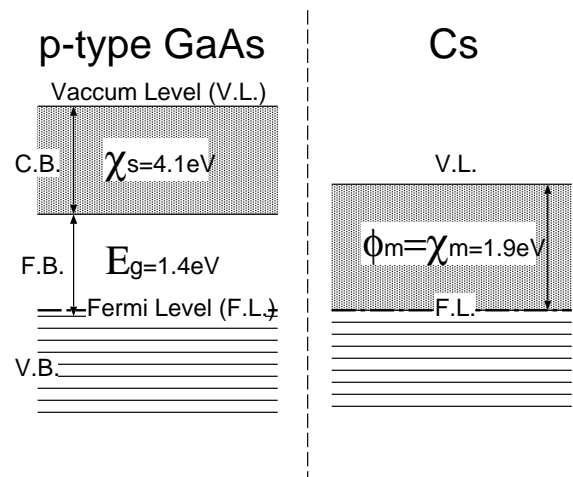


図 4.2: バルクの p 型 GaAs 半導体とバルクの金属セシウムの接合。お互いのフェルミ準位が等しくなるように接合する。このままでは、GaAs の伝導帯の底の準位はセシウムの真空準位よりも低くなるので、電子親和力は正のままである。

密度で決まり、この表面電子によるポテンシャルはポアソン方程式を解いて求まる。電場の向きは、表面に出てくる電子を押し返す方向なので、表面のポテンシャルが下がる。このバンドベンディングの量は $N_a d^2$ に比例し、最大でバンドギャップエネルギーの半分程度である。バンドベンディングの詳細については名古屋大山本尚人氏の博士論文 [37] を参考にされたい。

バンドベンディングした GaAs 表面を得るには、真空中で GaAs を洗浄し表面不純物（酸化物、炭化物）を除去し清浄にすることが必要である [37, 40]。洗浄には加熱や RF 解離した水素を用いる [41]。こうしてできた清浄な p 型 GaAs 表面はフェルミ準位が下がっている。そこにセシウムを蒸着して、フェルミ準位があうように接合すれば、図 4.3 のように負の電子親和力（NEA）表面が形成される。NEA 表面の形成については、筆者の力量不足で説明不足あるいは誤りがあるかもしれない。可能な限りアップデートしたいので、9 章記載のメールアドレスにご連絡頂ければ幸いです。

NEA GaAs カソードにレーザーを照射すると、GaAs 内部の価電子帯から光励起された電子は、フォノン散乱をおこしながら拡散していく（図 4.4 参

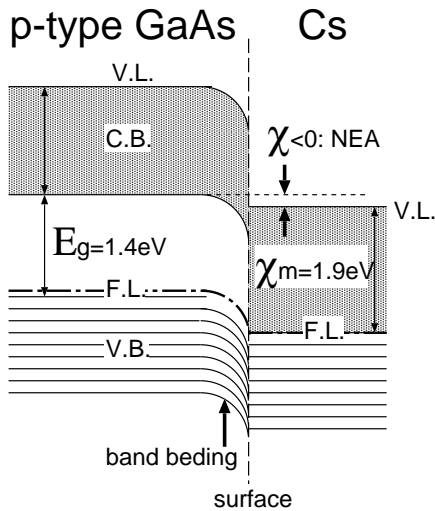


図 4.3: 清浄にすることで、バンドベンディングを有する GaAs 表面にセシウムを単原子層的に薄く蒸着することで、セシウムの真空準位が GaAs 内部の伝導帯の底の準位よりも低くなる。すなわち、電子親和力が負になり NEA 表面が形成される。

照)。このフォノン散乱により電子はエネルギーを失い、準位が伝導帯の底の方に下がっていく。伝導帯底までエネルギーの下がった電子も、表面のセシウムの真空準位より高いエネルギーを持つため、真空中に出てくるのが可能である。従って、レーザーの励起エネルギーを高くすると、その分エネルギーの広がった電子ビームが生成される。価電子帯から伝導帯への共鳴励起波長 850nm 近辺のドライブレザーを用いると、エネルギー広がり小さいエミッタンスのよいビームを生成できる。(3.40) で、 $h\nu \sim \phi$ の波長を持つドライブレザーを照射することに相当し、光電子ビームのエミッタンスを熱エミッタンスにまで下げることができる [42]。ただし、共鳴波長に近づけるほど、GaAs 表面の不純物に敏感になり寿命が短くなる。JLab FEL では真空度を 10^{-11} Torr 以下にすることで、 $1/e$ 寿命を 100C から 500C に伸ばしたという実績を持つ。

NEA GaAs 中では、フォノン散乱により伝導帯底までエネルギーの下がった電子も拡散しながら真空中に出てくるのが可能であるので、量子効率は高くなるが時間応答性は余りよくない [38]。表

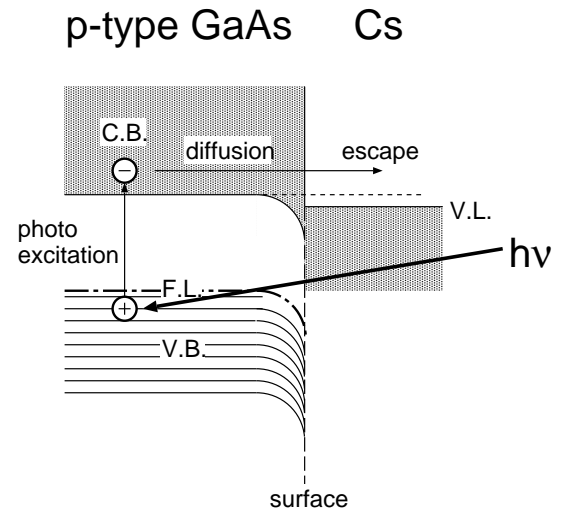


図 4.4: NEA GaAs カソードにエネルギー $h\nu$ を持つ励起レーザーを照射すると、GaAs 内部で電子が伝導帯に光励起される。電子はフォノンと散乱しながら、GaAs 中を拡散していく。表面に達した電子は、セシウムの真空準位が GaAs の伝導帯の底準位よりも低いため、トンネル効果で真空に出てくることができる。

4.1 に光陰極の時間応答と量子効率を示す。NEA 半導体の時間応答性の欠点については、薄い NEA GaAs を用いることで、数ピコ秒に改善できるという報告がある [43]。今後、量子効率とのトレードオフで決まる最適な厚みを探していく必要がある。

NEA GaAs でない半導体カソードでも、表面にセシウムを添加することが多い。セシウムの電子親和力が小さいので、表面の真空準位を下げるができるためであろう。しかし、NEA でなければ表面セシウムの真空準位は半導体の伝導帯底準位より高い。このような半導体カソードの量子効率を上げるには、励起レーザーのエネルギーを高くせざるを得ない。そのため、エミッタンスを小さくするという観点では不利になる。NEA GaAs カソードは、高量子効率と低エミッタンスを両立できるカソードであるが、時間応答性の改善と繊細な NEA 表面の長寿命化に、まだまだ取り組む必要がある。

表 4.1: 金属、半導体、NEA 半導体の時間応答と量子効率。文献 [38] より。ただし、薄膜 NEA 半導体を使うことにより時間応答性を数ピコ秒に改善できる [43]。

物質	例	時間応答 (s)	QE
金属	銅	10^{-15}	10^{-4}
半導体	Cs ₃ Sb	10^{-12}	0.05
NEA 半導体	GaAs	$< 10^{-9}$	0.1

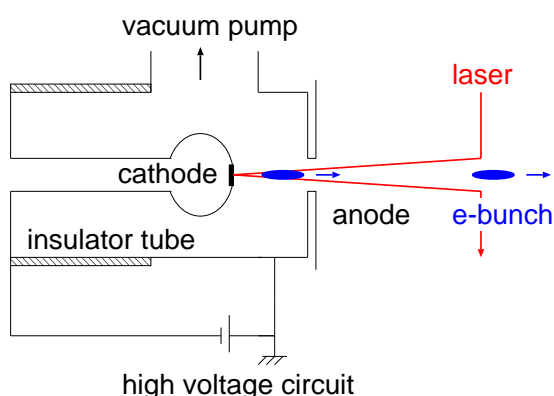


図 4.5: DC 光陰極電子銃の構成図

4.2 NEA GaAs 陰極電子銃

図 4.5 に DC 光陰極電子銃の構成図を示す。陰極と陽極間に DC 高電圧を印加する。陰極に NEA GaAs 等のカソードをインストールしレーザーを照射する。レーザー励起された電子が、カソードとアノード間の電界で加速されるので、レーザーの時間構造に同期した電子ビームが引き出される。カソード電極はセラミック管を使ってアノード電極に対して機械的に固定される。電氣的絶縁はセラミック管により保持されるので、セラミック管の両端に印加した高電圧がカソードとアノード間に印加される。

ここでは、電子銃の真空、NEA GaAs 陰極の作成、陰極と陽極、セラミック管のそれぞれの技術課題について簡単に述べる。

4.2.1 真空

NEA GaAs カソードの寿命はイオンバックボンバードメントで制限されるというのが、定説である。正の電荷を持つイオンが、カソードアノード間の電界によりカソード方向に逆流し、繊細なカソード表面を傷める現象である。イオンの発生箇所をアノード電極下流と上流に分けて考える。下流では、電子ビームダンプや電子ビームハローがビームパイプに衝突してイオンが生成される。このイオンの逆流を防ぐため、下流ビームパイプに NEG ポンプフィルムを貼りつけたり [4, 44]、名古屋大ではビームダンプ付近のポンプを強化して寿命を延ばすことに成功している [34]。その他、逆流を抑えるために陽極に 2kV の電極を設置（電子銃の電圧は -100kV）し、イオンをはじき飛ばす装置が提案されている [45]。

陽極上流で発生するイオンは、真空中にわずかに残るガスと電子ビームの衝突によってビームの通り道に沿って生成される。従って、長寿命陰極を実現するには真空度を上げることが本質的である。コーネル大学においては、20 台の NEG ポンプ (22,000 リットル/秒) をカソード付近に設置し、高真空実現の努力を行っている。到達真空度は 5×10^{-12} Torr である [46]。この真空ポンプの排気量は、我々が開発している 250kV プロトタイプ電子銃の NEG ポンプの排気速度 2,000 リットル/秒の 10 倍である。NEG ポンプは主に水素ガスをポンプするために使用され、希ガスや NEG ポンプ表面で生成するメタンをポンプするためにイオンポンプを併設する必要がある [47]。コーネル大学では 400 リットル/秒のイオンポンプを使用している。

JLab FEL では 2004 年に陰極の周囲に 2 つのイオンポンプ (40 リットル/秒 $\times 2$) と 3 つの NEG ポンプ (1300 リットル/秒 $\times 3$) を導入し、真空度 3×10^{-11} Torr、残留ガスの 99.9% 水素を実現している [4]。ドライブレーザー輸送系の改良とこの真空ポンプ強化により、1/e 寿命を 100 クーロンから 500 クーロンに延ばすことに成功した。CEBAF では 10 台の NEG ポンプをカソード周辺に巻いている。メッシュシールドを使用して、NEG ポンプの

凹凸構造による放電を防いでいる。

カソード周囲の真空容器からのガス放出を抑えるため、JLab FEL では電解研磨した後、600°C で真空焼きだしを行い、水素を飛ばしている [4]。コーネル大学では電子銃容器とカソードホルダーであるステンレス電極を 400°C で 100 時間の真空焼きだしを行っている [46]。なお、真空焼きだしの温度や時間は目安でありケースバイケースである。

4.2.2 NEA GaAs 陰極の作成

最初に亜鉛 (Zn) をドープした p 型 GaAs ウェハを購入し、その結晶面に沿ってナイフをあて必要なサイズに切り取る。(名古屋大のように超格子 GaAs を用いる場合は、デザイン及び結晶の自作が必要である。) 切り取ったウェハの表面を濃硫酸、蒸留水、過酸化水素水の混合溶液で清浄にし、イソプロパノールに塩酸を混ぜた溶液で表面のガリウムを溶かして砒素キャップをかぶせる。これを化学洗浄という。砒素キャップは空気が触れることによる表面の劣化を防ぐためである。次に、ウェハをモリブデン製のバックと呼ばれる容器にのせ、間にはさんだインジウムでカソードをバックに固定する。バックに固定したカソードを熱クリーニング、水素クリーニングした後、電子銃に装填する [44, 4, 46]。水素クリーニングは RF 解離した水素原子を使って、GaAs 半導体表面に付着した炭化物 (熱クリーニングで除去できない) を除去するのに用いる [48, 49, 41]。クリーニングを終えたカソードを室温まで下げた後、ロードロック機構又は乾燥窒素で密閉して電子銃のセシウム蒸着用の容器に移す。ユーザー運転に供されている CEBAF 電子銃は多重のバックを保持できる装置となっており、短時間の作業でカソードが交換できるようになっている [50]。

GaAs ウェハはセシウム蒸着用の真空容器内で 500°C 程度の温度で熱クリーニングする。表面の酸化物などを飛ばすためである。温度は目安でケースバイケースであるが、低すぎると十分な量子効率が出ず、高すぎると GaAs 表面を傷めることになる。クリーニング時間も 1 時間、あるいは 2,3

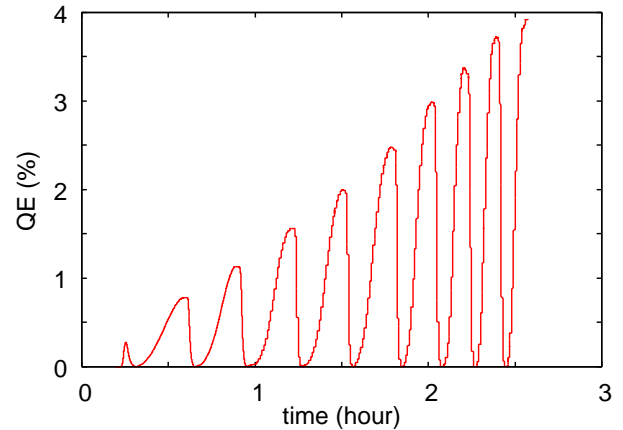


図 4.6: NEA GaAs カソードの表面活性化の様子。清浄な GaAs 半導体表面に、セシウムの蒸着と酸素の導入を交互に行うことで、カソードの量子効率が上がっていく様子を示している。

時間など、研究機関にばらつきがある。実装置の最適パラメーターを探す必要がある。ウェハの温度が室温まで下がった後、セシウムと酸素 (又は NF_3) で NEA 表面を作る活性化プロセスを行う [36]。活性化の間、ウェハに白色光やレーザーを照射しながら光電流量を測定する。図 4.6 に 250kV プロトタイプ電子銃で行われている活性化の様子を示す。セシウムの蒸着と酸素の導入を交互に行うことで、量子効率が上がっていく様子が示されている。JLab FEL、CEBAF、コーネル大、ERLP では酸素ではなく NF_3 を使っている。

JLab FEL は、ロードロック真空容器を持たない構造になっており、セシウムによるカソード表面の活性化は電子銃の主容器内で行う。以前はアノード下流から、セシウムを蒸着する構造であったが、セシウムがカソードホルダーにも蒸着され、暗電流が増える問題があった。そこで、カソードホルダー内にセシウムや電流測定装置を導入し、ホルダー内部で活性化を行っている [4]。カソードホルダー先端から内部へのカソードの移動は、ベローズ構造を使って実現している。

長寿命、高量子効率、高速応答、低エミッタンス等の特徴を持つ新カソード開発も重要である。例えば、GaAs の代わりに、GaAs にアルミニウムを混晶した AlGaAs 半導体を用いる方が寿命が伸び

るといふ実験結果が西谷氏により報告されている [51]。小電流においての実験結果であり、大電流条件下で追試を実施する必要があるものの、長寿命は、次世代 ERL 放射光源用電子銃には必須の性能であり、カソードそのものは重要な研究開発要素である。

カソード背面から基板を通してカソードにレーザー照射する、透過型フォトカソードも ERL 用カソードとして検討する価値は高い。集光レンズをカソード近くに置くことから、レーザースポットサイズ（電子ビームサイズ）を小さく絞ることが容易である。この手法を用いて、名古屋大では CEBAF より 3 桁も大きな単位面積あたりの寿命 $1.8 \times 10^8 \text{C/cm}^2$ を実現している [37, 52]。レーザーがカソードを透過するために、カソードが吸収するドライブレザーの熱の問題（4.4 節参照）を緩和できる利点もある。

透過型カソードが可能になったのは、波長 800nm レーザーを吸収する GaAs 基板ではなく、ガラス基板に GaAs 結晶を成長させる技術を開発したことによる [53]。名古屋大ではその技術をさらに推し進め、800nm レーザーを透過するバンドギャップエネルギー 2.27eV(546nm) を持つ GaP 基板を採用した [37]。このことにより、GaAs 基板上にカソードを作製する従来技術を、透過型カソードに適用することが初めて可能となった。なお、透過型カソードなど名古屋大電子銃の超格子カソードは名古屋大工学研究科竹田研究室の製作による。

4.2.3 anodization

カソード寿命はイオンバックボンバードメントで決まり、その抑制のために超高真空が必要であることは 4.2.1 ですでに述べた。ここでは、レーザー照射によるビームハロー生成と、アクティブなカソード中心の周囲を不活性化することで、このビームハローを積極的に抑制する anodization の手法について述べる。

直径 12.8 mm のカソードにわずか直径 0.35mm の細いレーザーを照射しているにも関わらず、ビームハローが生じるという問題に CEBAF では直面

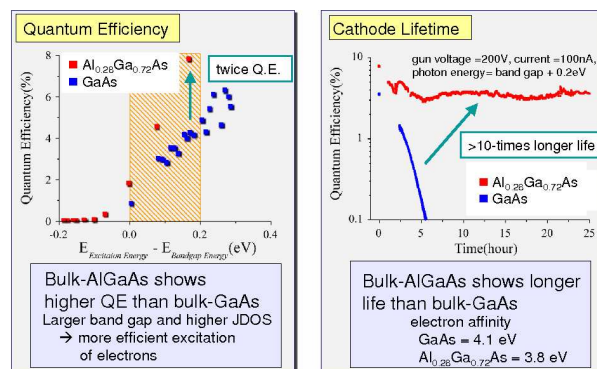


図 4.7: NEA GaAs と NEA AlGaAs カソードの量子効率 (左) 及び寿命 (右) の違い。AlGaAs の方が、量子効率が高く、寿命が長いという実験結果が得られている。

した [44]。カソードとカソードホルダーの繋ぎ部から出てくる電子が、繋ぎ部に生じる電界の横方向成分によりキックを受け、ビームパイプにぶつかることが原因であった。そこで、カソード径の大きなところでの量子効率が小さくなるように採用したのが、anodization と呼ばれる化学処理である。

この化学処理の方法を簡単に述べる。100ml の純水に硫酸を 3 滴たらし anodization 用の溶液を作る。カソードとして使用する部分に O リング付きの蓋をかぶせ、蓋の内部を真空引きしてカソード中心に溶液が入らないようにする。中心を保護したカソードを硫酸溶液に浸し、カソードに 100V の電圧をかけることで、溶液の浸っている部分に 100nm 厚みの anodic oxide が形成される（不活性化）[44]。不活性化された領域の量子効率はセシウムが蒸着されたとしても、中心部に比べて 10^{-3} 程度である [46]。anodization はレーザーの迷光に起因するビームハローを防ぐのが目的で、CEBAF や JLab FEL の運転 (10mA 以下) には支障のないレベルで不活性化されているが、100 mA 運転に向けて必ずしも万全とは言えないようである。anodization を用いずに、セシウム蒸着中にマスクを使ってカソード中心周囲の活性化を防ぐ方法も考えられる。大電流電子銃として適切な方法を選ぶ必要がある。

CEBAF では、anodization の効果を確認める目的で、anodization の代わりに直径 5mm の金属キ

キャップをかぶせてカソードのアクティブ範囲を決め、直径1mmのレーザーを照射してビーム性能試験を行った。その結果、キャップを装着するとビーム性能がひどく悪くなることがわかった。キャップの存在がカソード表面での電界分布を乱し、ビーム軌道に影響を与えるとされている。広い面積のウェハーに anodization を施す方式が、一様な電界分布を作るのに役立つようである [50]。

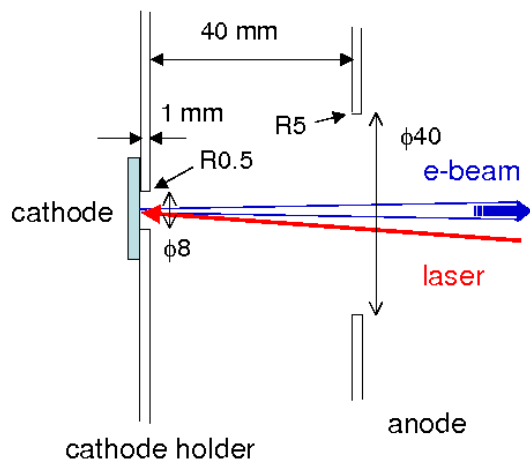


図 4.8: 250kV プロトタイプ電子銃でのカソード電極とアノード電極の配置図。カソードの有効径は anodization ではなく、カソードホルダーで決まっている。

250kV プロトタイプ電子銃では、anodization を行わず、金属キャップで NEA カソード面を決める方式を採用している (図 4.8 参照)。CEBAF の実験結果を見ると、いずれ anodization 方式に改める必要があるかもしれない。

4.2.4 カソード、アノード電極

カソード、アノード電極の材質と暗電流の関係は名古屋大 SP 研が精力的に調べている [54]。暗電流は、ドライブレーザーの繰り返しと無関係に電極間に流れるバックグラウンド電流である。暗電流電子が電極を叩くとイオンが生成し、そのイオンがカソードに逆流してカソード寿命を縮める。暗電流を小さくする高電界環境下に適した電極材質の調査、選定は重要である。名古屋大学の実験では、カソード電極にモリブデン、アノード電極に

チタンという組み合わせが最適という結果を得た。電極の仕上げには複合電解研磨を用いて表面粗さを数十 nm に抑えている。

コーネル大学では、大面積 (直径 150mm) の電極を用いてギャップ間隔 3mm に最大 125kV の高電圧を印加し、暗電流の測定を行った。アノードにはベリリウムを選び、カソード電極の材質を変えながら実験している [46]。ベリリウムアノードを使う理由は、熱伝導性が高いこと、発生する放射線量が低いこと等の特徴を持つためである。実験結果から、超電導空洞の洗浄に用いるのと同じ高圧純粋洗浄 (HPR: High Pressure Rinse) を施すとカソード電極の材質 (4V6Al チタン、316LN ステンレス) に関わらず 35MV/m まで印加できることを確認している。HPR をしないチタン電極は 20MV/m までしかかからない。暗電流を減らすには HPR 処理が本質的で、電極の材質とは無関係 (少なくともチタンとステンレス) と結論づけている [46]。コーネル大ではカソードホルダーもステンレス製である。250kV プロトタイプ電子銃では、名古屋大の結果を元に、HPR 処理なしのチタンをカソード、アノード電極として使用している。

カソード、アノード電極のデザインは重要なテーマの一つである。イオンバックボンバードメントによりカソードにダメージを与えるイオンのエネルギーは 100eV 程度が最大であり、そのようなエネルギーを持つイオンの数をなるべく減らすために、名古屋大 [54]、CEBAF [50] では電極間の距離を近づけることを提案している。

4.2.5 セラミック加速管

セラミック加速管は高価かつ、高電圧コンディショニング中に放電で穴が開くと使えなくなる極めて重要な部品の一つである。JLab FEL では、500kV で電子銃を運転する予定であったが、放電トラブルのため 350kV で運転している。高圧は 2 段のセラミック加速管にかけている [55]。

コーネル大学では、CPI 製の 1 段のセラミック加速管を使っている。電極内部に特殊な導電性の抵抗膜を施し電流の流れを誘起することで、放電を未

然に抑える構造にしている。膜の抵抗値は 7000Ω であったが、高圧印加テストの結果 330kV で加速管に穴が開いた。抵抗膜を使わずに、セラミックに 100Ω の抵抗性を持たせたセラミック管で再テストを行う予定にしている [46]。コーネル大学では 750kV まで電圧を上げる予定にしている。加速管及び高圧電源は電氣的絶縁性の高い SF_6 ガスを 5 気圧詰めたタンクに納めている。

我々の 250kV プロトタイプ電子銃では 1 段の加速管を用い、 SF_6 ガスを 2 気圧詰めた状態で、 250kV の高圧印加に成功している。 500kV 電子銃においては加速管を 10 段程度に分割して、分割電極間を抵抗で結び分電圧する予定である。名古屋大の 200kV 電子銃 [56]、原子力機構 FEL の 250kV 熱陰極電子銃 (図 8.1 参照) でも採用されている方式で、暗電流等で発生した電子がセラミック加速管に衝突するときのエネルギーを数 10keV に抑えることができ、2 次電子放出量を抑制できる。セラミックに大きなダメージを与える放電がおきにくいと考えられる。名古屋大では加速管を二つ用いており、両端は同電位、中心と両端間に 200kV をかける方式である [56]。

また、セラミック加速管に電子が衝突するのを防ぐためのガードリングの形状についても詳しく検討されている。ガードリングの検討でも重要になるのが、最大電界である。コーネル大学電子銃の最大電界はカソード電極部で、 13.6MV/m (500kV) で、その他の部分は 11MV/m である [46]。JLab FEL では、カソードアノード間の電界は 4.2MV/m (350kV) で、最大電界は 8.7MV/m である [4]。

4.2.6 JLab FEL

NEA GaAs カソードを用いた高輝度電子銃を用いて、 9.1mA という大電流を実現している JLab FEL 電子銃の性能 [4] を CEBAF 電子銃の性能 [44] と共に表 4.2 にまとめる。JLab FEL のドライブレーザーはフラッシュランプ励起の CW モード同期 Nd:YLF レーザーを用いている [57]。非線形結晶の LBO 結晶に Nd:YLF レーザーを照射し、2 倍

高調波の 527nm のレーザー光を最大 5W まで得ることができる。レーザーパルス幅は 30ps である。赤外 10kW FEL 用に開発された電子銃であり、次は 100kW を目指して電子銃のアップグレードを開始している [58]。次世代放射光源同様、電子ビームの平均電流 100mA を目指す。繰り返し周波数を 10 倍に増やすオプションと [57]、バンチ電荷を 10 倍に増やすオプションを持つ。カソード寿命やレーザー開発は次世代放射光源と共通の課題であり、今後の動向は興味深い。

レーザーのスポットサイズと寿命についても触れておく。JLab FEL と CEBAF はそれぞれ、 $1/e$ 寿命が 500C と 200C であり JLab FEL の方が長い。しかし、レーザースポットサイズが異なるため (表 4.2 参照)、単位面積あたりの寿命は、 $7 \times 10^3\text{C/cm}^2$ (JLab FEL) と $2 \times 10^5\text{C/cm}^2$ (CEBAF) で、CEBAF の方が長い。一般にレーザーサイズが大きい方がカソード寿命は長くなる。イオンバックボンバードメントの影響が広範囲に分散するためである。

ちなみに、名古屋大で開発中の SPLEEM 用背面照射型 20kV 電子銃では、レーザースポットサイズを $1.3\mu\text{m}$ に絞ることで $1.8 \times 10^8\text{C/cm}^2$ という CEBAF を 3 桁も上回る性能を出している [52]。また、寿命は励起レーザー波長にも依存しており、短波長レーザーを用いている JLab FEL は有利であることも付記しておく。

4.3 250kV プロトタイプ電子銃

開発中の 250kV プロトタイプ電子銃を図 4.9 に示す [12]。コッククロフト高圧電源及び、加速管を SF_6 ガス中に詰め、DC 高電圧を印加する。高電圧ターミナル側からカソード電極が伸びており、アノード電極と向き合うように設置する。ドライブレーザーがアノード下流からカソードに向かって打ち込まれ、電子ビームが引き出される。GaAs カソードはロードロック容器にインストールされ、加熱クリーニングを行い表面を清浄にする。加熱処理後、トランスファーロードを用いて、カソードを NEA 表面作製真空容器 (preparation chamber)

表 4.2: JLab FEL 電子銃、CEBAF 電子銃の性能

	JLab 10kW FEL (現在)	JLab 100kW FEL (将来)	CEBAF
運転電圧 (kV)	350	500	100
最大電圧	420		
カソード・アノード間隔 (cm)	10.56		6
最大電流 (mA)	9.1	100	2
バンチ電荷 (nC)	0.122	0.135–1.35	0.0004
規格化 rms エミッタンス (mm-mrad)	8	5	
繰り返し周波数 (MHz)	75	75–750	500
カソード QE (%)	6		
真空度 (Torr)	10^{-11}		mid 10^{-12}
1/e 寿命 (C)	500		200
レーザー波長 (nm)	527	527	800
レーザースポット直径 (mm)	8		0.35
単位面積 1/e 寿命 (C/cm ²)	1×10^3		2×10^5

に移動させる。酸素とセシウムによる活性化を行った後、トランスファーロッドを用いて電子銃のカソード電極に移動させる。SF₆ ガスタンクとコッククロフト電源を取り除いた時の、電子銃の写真を図 4.9 に示す。

ドライブレーザーは、波長 780nm、パワー 500mW、繰り返し周波数 83.3MHz、パルス幅 2ps FWHM のチタンサファイアレーザー (Tsunami) を用いる予定である。QE=1%の時、平均電流 3mA が期待される。

4.4 ドライブレーザー

ERL 放射光源用のドライブレーザーに要求される性能を表 4.3 に示す。低エミッタンスを実現するため、GaAs カソードのバンドギャップエネルギーに近い波長 800nm の場合の例である。波長としてはチタンサファイアレーザーの領域であるが、装置が大規模になること、ハイパワー運転時のチタンサファイア結晶中の熱の問題から、現実的でないとされている [1]。有望視されているのが、図 4.10 に模式的に示した MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) レーザーシステムと呼ばれる方

表 4.3: ERL 放射光源用のドライブレーザーに要求される性能。文献 [1] より抜粋。

項目	性能
平均パワー	15 W
繰り返し周波数	1.3 GHz
マイクロパルスエネルギー	12 nJ
マイクロパルス長	10-30 ps
波長	800 nm
波長可変性	50 nm
波形プロファイル操作性	三次元整形

式で、数 100mW の市販のオシレーターレーザー出力を後段のアンプで増幅する。JLab FEL では Nd : YVO₄ オシレーターと Nd : YVO₄ アンプを組み合わせた MOPA システムを構築し [57]、コーネル大学ではイットリビウム (Yb) を添加したファイバーレーザーオシレーターと Yb 添加ファイバーアンプを用いた MOPA システムを構築している [59]。日本の計画でも、ファイバーを用いた出力 200W の MOPA システムを前提にしている。ファイバーレーザーについての解説は文献 [1, 24, 60] を参照されたい。

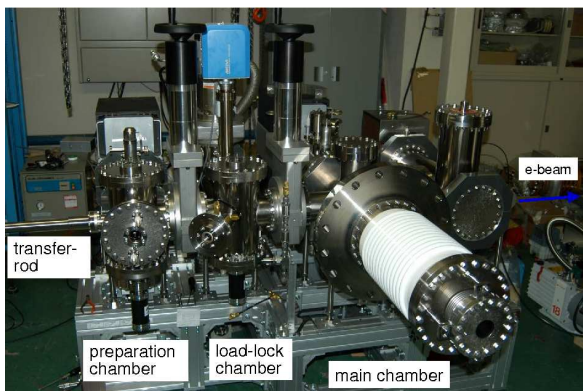
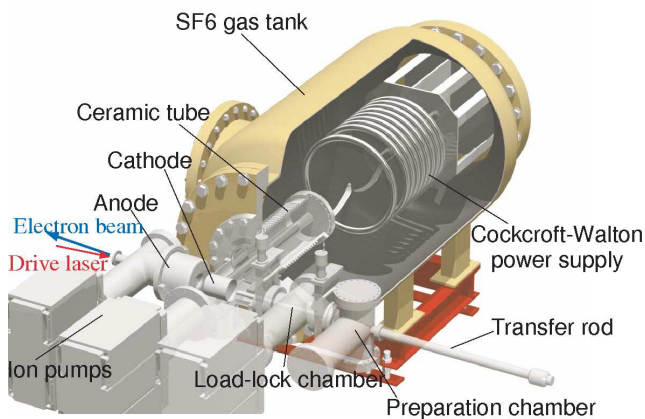


図 4.9: 250kV プロトタイプ電子銃のコンピューターグラフィックス (上) と実際の写真 (下)



図 4.10: ドライブレーザーの構成図

これらの高出力 MOPA レーザーシステムの波長は $1.04\mu\text{m}$ 程度であり、GaAs カソードのバンドギャップを越えるエネルギーを与えることができず、ドライブレーザーとして使えない。そこで、MOPA レーザーを非線形結晶である LBO 結晶等に照射し、SHG(Second Harmonic Generation) を使って波長 520nm のレーザーパルスを生成する。

JLab FEL では、次世代放射光源に要求されるほどの低エミッタンスを必要としないことから、 520nm 波長のドライブレーザーで充分である。(4.1) で示したように、 520nm 波長でカソード量子効率 1% に対して 100mA の電流を得るには 23W のレーザーパワーが必要である。 10mA から 100mA

表 4.4: JLab FEL のドライブレーザーパワーに関する実験結果 [57]。低繰り返しの方が、パルスあたりのエネルギーも高く集光強度を高くできることから、SHG 変換効率は高い。

	低繰り返し	高繰り返し
入力パワー (W)	45	45
出力パワー (W)	24	13
SHG 変換効率 (%)	54	30
繰り返し周波数 (MHz)	75	750
入力パルスエネルギー (nJ)	600	60
パルス幅 (ps)	30	30

へのアップグレードを計画している JLab FEL のレーザー出力パワーに関する実験結果を表 4.4 にまとめる。SHG の変換効率はマイクロパルスエネルギーにも依存するので、同じ入力パワーであっても、繰り返し周波数が高くなると出力パワーが減少する。彼らの実験によると、 750MHz の周波数で 20W を得るには 60W 程度の入力パワーが必要となる。 1300MHz では、 $70\sim 80\text{W}$ の入力パワーが必要ということになりそうである。

波長 520nm から 800nm への変換には Non-collinear OPA(Optical Parametric Amplification) という非線形結晶 (BBO 結晶等) を用いる手法が提案されている。詳細は文献 [1] を参照されたい。NOPA の変換効率を 30% と仮定することで、表 4.3 のレーザー出力を得るには MOPA レーザー出力が 200W 必要とされている。ただし、このような高出力レーザーを NOPA に用いる結晶に照射したときにどうなるかという課題は未解決であり、研究開発の余地が残されている。

時間方向に矩形プロファイルを持つ電子ビームを電子銃から生成することができれば、電子ビームの各スライスの空間電荷力は同じになり、スライスエミッタンスの違いが生じない (2.4 節参照)。エミッタンス増大を未然に防ぐには、レーザー波形整形を行い、ガウスビームから矩形ビームに変換した後、カソードに照射することが望ましい。レーザーの時間波形整形には、 YVO_4 結晶等の複屈折

性を用いてパルスを二つに分離した後、タイミングをずらして重ね合わせるパルススタッキング法を用いる。パルスの分離効率はほぼ 100%である。3つの結晶を使って8パルスのパルススタッキングを行い、2ps FWHM 幅のガウスレーザービームを 30ps 幅の矩形ビームにした例が文献 [59] に紹介されている。時間波形と同様に空間波形も矩形であることが望ましく、デフォーダブルミラーと遺伝的アルゴリズムを使った方法が提案されている。

レーザーを GaAs カソードに照射したときに、カソードに吸収される熱の問題も解決する必要がある。緑色レーザーだと、28%のパワーが GaAs に吸収されてしまう。コーネル大学では、モリブデンパックに GaAs カソードをのせて 20W の緑色レーザーを照射したところ、270°C まで温度が上昇するという実験結果を得ている [46]。吸収熱は、カソードから直径 5cm の銅ロッドを通じて外部に排出する構造になっている。

5 Cockcroft-Walton 高圧電源

次世代放射光源用 ERL 電子銃、Cockcroft-Walton 高圧電源に要求される性能は、表 5.1 に示すように、電圧変動 1×10^{-4} 以下で 500kV 以上の高電圧を発生し、100mA 以上の電流を供給するというものである [1]。図 5.1 に示すのは、ERL 電子銃のプロトタイプとして開発中の 250kV、50mA Cockcroft-Walton 電源である。図の一番上の電極が高電圧ターミナル、一番下は接地されている。リング状の多段電極内部にダイオードやコンデンサが収納されている。高周波変圧器はフランジと多段電極の間の空間に設置されている。この章では、Cockcroft-Walton 回路の原理を文献 [61] を参考にしながら簡単に紹介する。

5.1 Cockcroft-Walton 回路

図 5.2 に示すのは倍電圧整流回路である。0 の電圧は接地されており常に 0V である。0' と 0 の間には変圧器で、0' の電圧は 0 の電位に対して U_0 の振幅で正弦波的に変化している。0' の電圧が 0 に

表 5.1: ERL 電子銃 Cockcroft-Walton 回路

	開発中	最終目標
電圧	250kV	500kV
電流	50 mA	100 mA
駆動周波数	20 kHz	40 kHz
コンデンサ容量	8.4 nF	16.8 nF
段数	6	12
LC filter : L_f	1.2 H	1.2 H
LC filter : C_f	1.4 nF	1.4 nF
リップル (計算)	1.3×10^{-4}	0.7×10^{-4}
リップル (実測)	1.9×10^{-4}	



図 5.1: 250kV、40mA Cockcroft-Walton 電源

対して、 U_0 V になったとき、 $0' \rightarrow 1' \rightarrow 0$ の向きに電流が流れ $C_{1'}$ が充電される。 $1'$ の電圧はダイオード間の電位 $0.6V$ を無視すれば 0 と同電位であり、 $0'$ の電位に対して $-U_0$ V となる。 $0'$ の電圧が 0 に対して、 $-U_0$ V になったとき、 $0 \rightarrow 1 \rightarrow 1'$ の向きに電流が流れ C_1 が充電される。 1 の電圧はダイオード間の電位 $0.6V$ を無視すれば $1'$ と同電位である。 $C_{1'}$ から電荷を取り出さなければ、 $1'$ の電位は $0'$ に対して $-U_0$ V に保たれており、0 に対して $-2U_0$ V ということになる。

倍電圧整流回路を多段に積み重ねることで、電極 n に $-nU_0$ の電圧を発生させることができる。変圧器の最初の 1 サイクル終了時には図 5.2 下のように $C_{1'}$ 、 C_1 は充電されている。次の半サイク

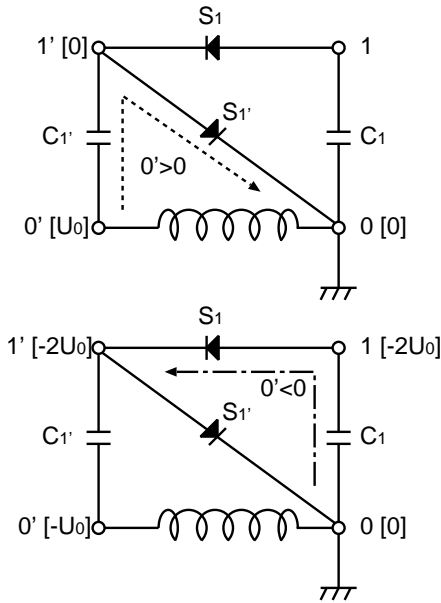


図 5.2: 倍電圧整流回路

ルで $0'$ の電圧が 0 に対して U_0V になったとき、倍電圧整流回路を 2 段重ねたものを図 5.3 に示す。1 の電位が $-2U_0V$ 、 $1'$ の電位が $0V$ であることから $1' \rightarrow 2' \rightarrow 1$ の向きに電流が流れ、 $C_{2'}$ は $-2U_0V$ で充電される。さらに次の半サイクルを図 5.4 に示す。 $0', 1', 2', 1$ の電位は 0 に対してそれぞれ、 $-U_0V, -2U_0V, -4U_0V, -2U_0V$ となる。従って、 $1 \rightarrow 2 \rightarrow 2'$ の向きに電流が流れ、 2 の電位は $-4U_0V$ となり、 C_2 は $-2U_0V$ で充電される。 N 段積み重ねると n の電位が $-2NU_0V$ となる。

プロトタイプ電子銃の Cockcroft-Walton 回路を図 5.5 に示す。対称回路とすることにより、中心の平滑コンデンサが充電される回数が方波整流回路に比べて 2 倍になっている。

5.2 負荷による電圧降下とリップル

電子銃から引き出される電子ビームは Cockcroft-Walton 回路にとっては負荷に相当する。1 段の対称 Cockcroft-Walton 電源に負荷が無く、ダイオードの内部抵抗が無視できる場合には、コンデンサが一旦充電されると、その値を保持する。すなわち、 $U_{1'} = -U_0$ 、 $U_{1''} = -U_0$ 、 $U_1 = -2U_0$ となる。負荷（電子ビーム）に電流 I が流れるとコンデン

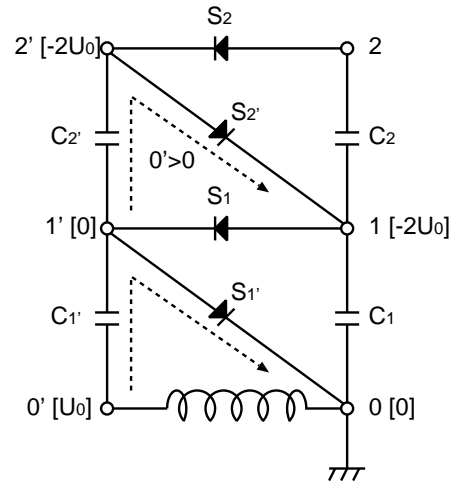


図 5.3: 倍電圧整流回路の 2 段重ね。初段充電後の最初の半サイクル。

サ C_1 は放電する。対称 Cockcroft-Walton 電源では、図 5.6 で示すように $2f$ の周波数 (f は変圧器の周波数) で充電が繰り返されるため、放電時間は $1/2f$ である。 U_1 の電圧は充放電により $-2U_0 < U_1 < -2U_0 + I/(2fC_1)$ となる。

N 段の対称 Cockcroft-Walton 回路 (図 5.5) でも同様に考える。全てのコンデンサ値 $C_{n'}$ 、 C_n 、 $C_{n''}$ が等しく C で与えられる場合、コンデンサ C_n に対して $2f$ の周波数で充電を繰り返す。充電間隔である $1/2f$ の間、電流 I により電荷を放出する。 U_n の電圧は $-2U_0 < U_n < -2U_0 + I/(2fC)$ となる。従って、ターミナルの電圧は $-2NU_0$ から $-2NU_0 + NI/(2fC)$ で変動する [61]。この電圧変動の peak to peak 値をリップルと呼び、次のように表される。

$$\delta V = \frac{NI}{2fC} \quad (5.1)$$

表 5.1 に示す原子力機構で開発中の電源の値、 $I = 0.05A$ 、 $f = 20kHz$ 、 $C = 8.4nF$ 、 $N = 6$ を代入してリップルを計算すると、 $\delta V = 890V$ ($\delta V/V = 3.6 \times 10^{-3}$) となる。ERL 電子銃で求められている 1×10^{-4} 以下のリップル実現は、このままでは困難である。

そこで、図 5.7 に示す LC フィルタを用いたリップル低減を行っている。コイルとコンデンサのインピーダンスは $i2\pi fL_f$ 、 $-i/(2\pi fC_f)$ なので、入

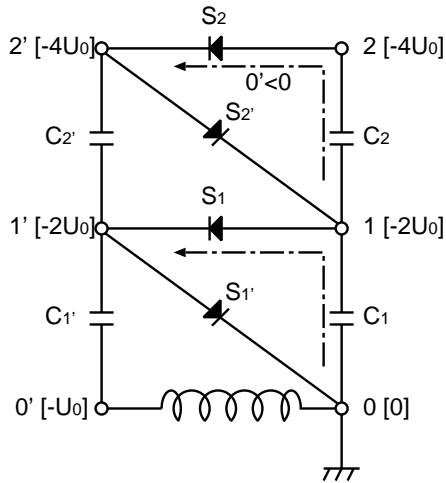


図 5.4: 倍電圧整流回路の2段重ね。初段充電後の2回目の半サイクル。

力電圧 V_{in} に対する出力電圧 V_{out} の比は

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{1}{1 - 4\pi^2 f^2 C_f L_f} \quad (5.2)$$

となる。直流成分 $1 \gg 4\pi^2 f^2 C_f L_f$ に対して $V_{out} = V_{in}$ となり、高周波成分 $1 \ll 4\pi^2 f^2 C_f L_f$ に対して $V_{out} = -V_{in}/(4\pi^2 f^2 C_f L_f)$ となる。直流成分である平均電圧を保持し、リップル変動電圧のみを圧縮できるローパスフィルターとなっている。表 5.2 の値を使って計算すると、 $1/(4\pi^2 f^2 C_f L_f) = 0.038$ である。リップル電圧は 34V に抑えられる。250kV に対して 1.3×10^{-4} であり、目標値をほぼ達成したことになる。

5.3 出力抵抗

何らかの理由で電子銃加速管内部を空気にさらした場合、高電圧コンディショニングが欠かせない。コンディショニング中に放電すると、短パルスの大電流がターミナルに流れ込む。大きな出力抵抗を入れると、出力抵抗間に大きな電位差を生じ、ターミナルと外部接地電位間の電位差が小さくなる。これにより、ターミナルと同電位の加速管内部の高電圧部と、グラウンドとの間での放電がおきにくくなる。つまり、出力抵抗は放電で流れ込む電流値をリミットする機能を持つ。小さな出力抵抗だとリミット機能を持たないため、大電流

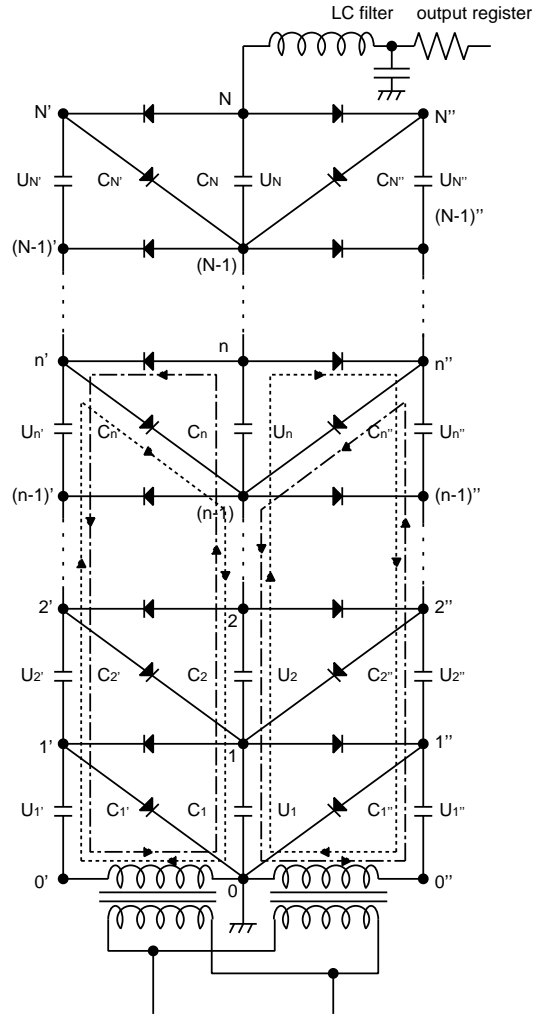


図 5.5: N 段の対称 Cockcroft-Walton 回路

が比較的長いパルス間隔でターミナルを通り高電圧電源に流れ込むことになる。

Cockcroft-Walton 電源では電流量をモニターし、規定以上の電流値が流れると高電圧の汲み上げ回路を落とすリミッタスイッチ機能がついているが、スピードに限界がある。小出力抵抗時にターミナルに大電流が流れ込むと、中心コンデンサ C_n 間の電位差が小さくなり、中心電位はグラウンド電位に近づく。 n' の電位が変わらないとすると、例えば N' と $N - 1$ 間に大きな逆電圧がダイオードにかかり、破損を招く恐れがある。

プロトタイプ電子銃用の高電圧電源では 350G40F(HVCA) ダイオードを 2 本直列に繋ぎ、図の 1 本のダイオードを構成している。耐逆電圧が 40kV/本であることから、80kV までの逆電

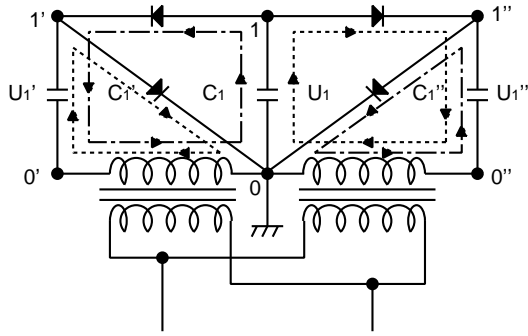


図 5.6: 1 段の対称 Cockcroft-Walton 回路

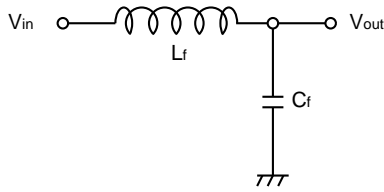


図 5.7: LC フィルタ回路

圧に耐えられる。通常運転では $250\text{kV}/6=41.7\text{kV}$ の逆電圧がかかっている。放電により、2 倍以上の逆電圧がかかると破損する。LC フィルターのコイルに並列に取り付けたサージアブソーバを、出力抵抗の代用として使う試験を行ったが、ダイオードの破損が続いた。結局、コンディショニング時に $1\text{M}\Omega$ 、ビーム運転時に $10\text{k}\Omega$ の出力抵抗を取り付けている。

JLab FEL では、コンディショニング時には $140\text{M}\Omega$ 、ビーム運転時に 500Ω の抵抗を使っている。コーネル大では Kaiser Systems, Inc.[62] により製作された、Cockcroft-Walton 電源ではない 750kV 、 100mA の高圧電源を利用する。出力抵抗については、運転時にアルミニウムの筒を、高圧プロセスの際には $75\text{M}\Omega$ の抵抗を付けている [46]。

6 ビーム計測

高輝度電子銃に対して測定する必要があるビーム性能は、エミッタンス、パンチ長、エネルギー広がり、電流である。図 6.1 に示すように、プロトタイプ電子銃では、その下流にダブルスリット (double slit)、偏向空洞 (deflecting cavity)、偏

向電磁石 (dipole magnet)、ビームダンプを設けて、4 つの重要なパラメーターを測定することになっている。ここでは、これらの測定技術について、簡単に紹介する。

6.1 エミッタンス測定

電子銃からのビーム等、低エネルギー電子ビームのエミッタンス測定に利用されることの多いスリットを用いたシステムについて説明する [63, 42, 13]。図 6.2 に示すように、電子ビームをスリット等を用いて細いビームレットに削り、空間電荷力よりもエミッタンスで支配されるビームに変換する。ビームレットはエミッタンスによる角度広がりを持ち徐々に広がる。角度広がりを測定し、位置の関数として位相空間上にプロットすれば図 2.4 に示す位相空間楕円分布を求めることができる。これからスリット位置での Twiss パラメーターとエミッタンスを求めることができる。

6.1.1 スリット幅

高輝度電子銃からの電子ビーム軌道は、Twiss パラメーターとエミッタンスだけでは決まらず、強い空間電荷効果にも影響を受ける。空間電荷効果の影響を排除する必要があるという観点から、スリット幅を決定する。電子ビームのエンベロープ方程式は (2.138) で記述される。ここで、電子ビームのエネルギー変化がゼロ ($\gamma' = 0$ 、 $\gamma'' = 0$)、 θ 方向の正準角運動量がゼロ [$P_\theta = 0$: (2.9) に示したようにカソードを縫う磁場を 0 にする]、ラーモア周波数ゼロ ($\Omega_L = 0$: エミッタンス測定システムに軸方向磁場が存在しない)、収束要素なし ($\kappa = 0$) を仮定する。(2.138) は

$$a'' - \frac{K}{a} - \frac{\epsilon_n^2}{a^3 \gamma^2 \beta^2} = 0 \quad (6.1)$$

となる。ここで、空間電荷力を表す K は (2.68) で定義される。プラズマでないため $K = \frac{2\nu}{\beta^2 \gamma^3} = \frac{2I}{I_0 \beta^3 \gamma^3}$ となり、(6.1) は

$$a'' = \frac{2I}{a I_0 \gamma^3 \beta^3} + \frac{\epsilon_n^2}{a^3 \gamma^2 \beta^2} \quad (6.2)$$

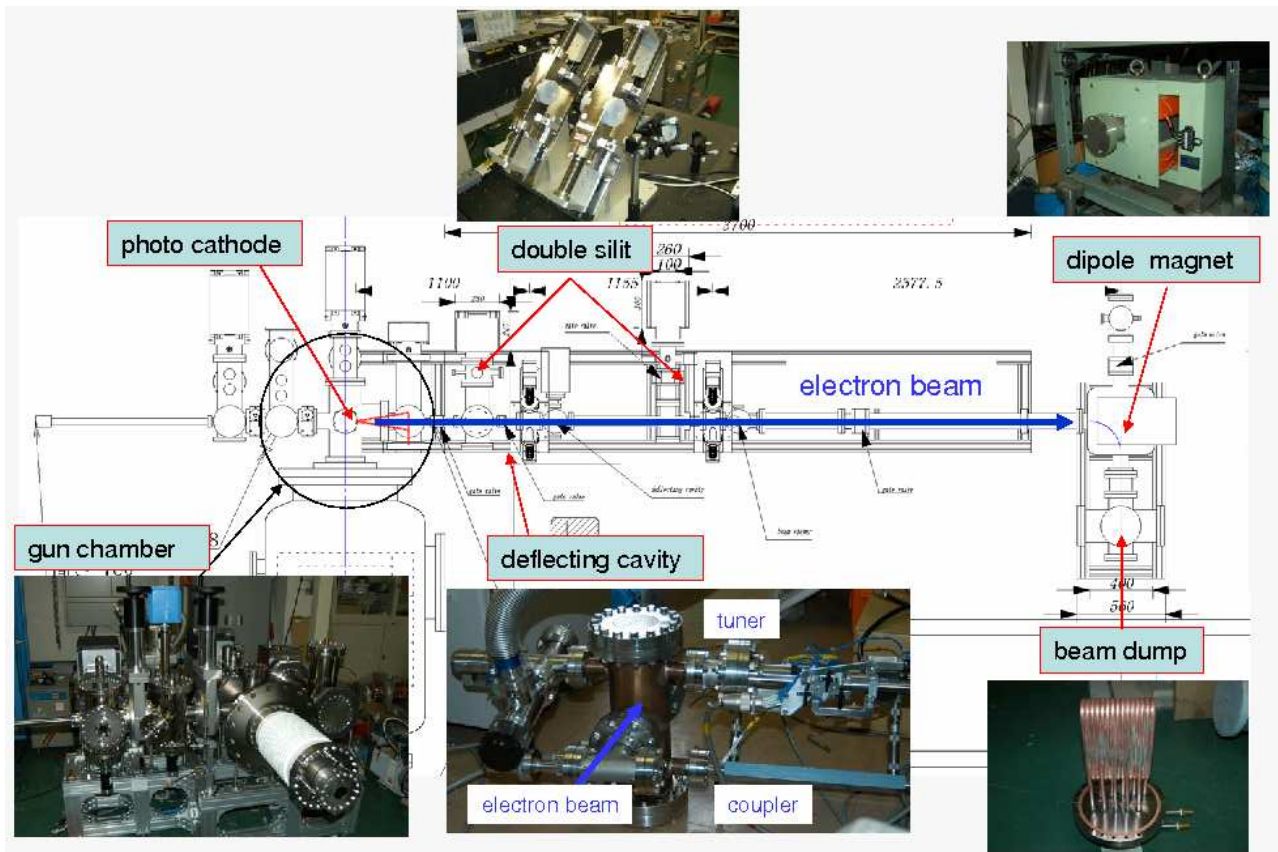


図 6.1: コンパクト ERL 電子銃のプロトタイプである 250keV 電子銃のビーム計測システムの設計図。エミッタンス測定を double slit システムで行い、パンチ長測定を偏向空洞 (deflecting cavity) を用いて行う。偏向電磁石は、ビームダンプが直接電子銃カソードを見込まないようにビームを偏向させる他、電子ビームのエネルギー広がり測定にも用いる。

となる。右辺第 1 項が空間電荷効果を表す項、第 2 項がエミッタンスを表す項である。従って、 $\frac{2I}{aI_0\gamma^3\beta^3} \ll \frac{\epsilon_n^2}{a^3\gamma^2\beta^2}$ であれば、エミッタンスが支配的なビーム (emittance dominated beam) となる。ここで、エミッタンス ϵ_n はビームエンベロープのエミッタンスであり rms エミッタンス $\tilde{\epsilon}_n$ の 4 倍の値となる [(2.149) 参照]。電子銃のエミッタンスは理想の場合に熱エミッタンスで決まる。熱エミッタンスは rms 値 (3 章参照) で表すことが多いので、以下 rms エミッタンスで考える。

スリット幅を d とすると、スリットで切った電子ビームの半径は $a = d/2$ となる。これを (6.2) に代入し、右辺第 2 項と 1 項の比を

$$R = \frac{Id^2}{32I_0\gamma\beta\epsilon_n^2} \quad (6.3)$$

と定義すると、 $R \ll 1$ であれば emittance domi-

nated beam となる。表 6.1 の電子ビームパラメータを例にスリット幅 d の条件を求める。パンチ電荷 77pC、パンチ幅 20ps FWHM であるので、ピーク電流は $I = 3.85A$ となる。表 6.1 のその他のパラメータと共に (6.3) に代入するとプロトタイプ電子銃では、規格化 rms エミッタンス $\epsilon_n = 0.3\text{mm-mrad}$ 、スリット幅 $20\mu\text{m}$ の時、 $R = 0.028$ となった。最終目標である 500keV 電子銃で、規格化 rms エミッタンス 0.1mm-mrad を測定する場合のスリット幅を $10\mu\text{m}$ とすると $R = 0.041$ となった。

高輝度低エミッタンス DC 電子銃 (パルス高圧電子銃も含む) は様々な研究所や大学で製作されており、同様の手法でエミッタンス測定がなされている。代表例を表 6.2 に示す。JLab[55]、名古屋大[42]、SCSS[13] のいずれにおいても、 R は 0.1 より小さい値となっていることがわかる。SCSSにお

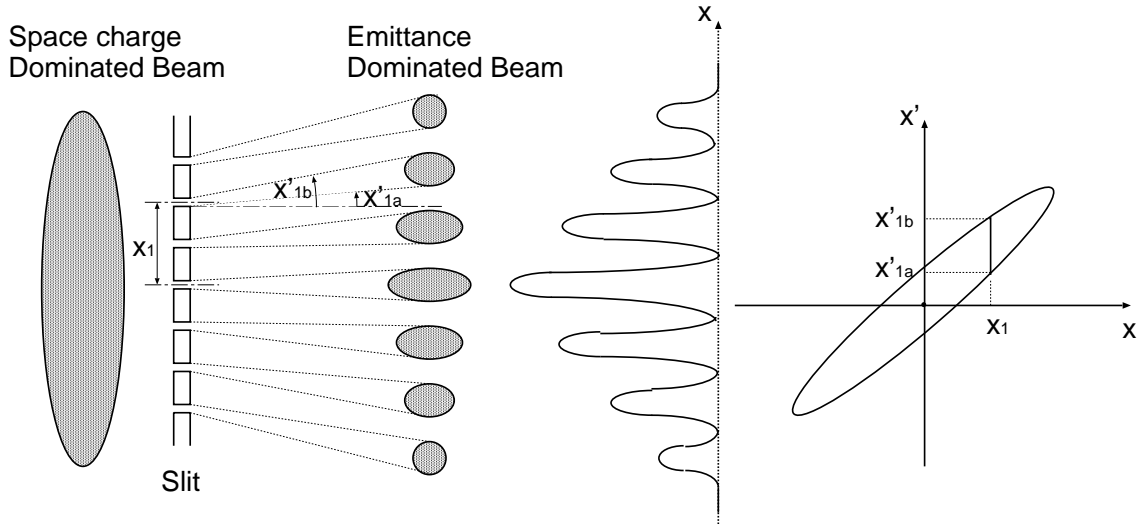


図 6.2: エミッタンス測定の様式図。電子ビームをスリットでビーム列にし、各ビーム列のビーム広がりを下流で測定する。データを位相空間にプロットすることで、エミッタンスや Twiss パラメーターを求めることができる。

表 6.1: ERL 放射光源用電子銃からの電子ビームを、エミッタンスの支配的なビームにするためのスリットの条件

	プロトタイプ	放射光源用
E [keV]	250	500
γ	1.49	1.98
β	0.741	0.863
charge [pC]	77	77
L_b [ps]	20	20
I [A]	3.85	3.85
$\tilde{\epsilon}_n$ [mm-mrad]	0.3	0.1
d [μm]	20	10
R	0.028	0.041

いては 25,50,100 μm のスリットで測定し、互いに余り変わらないエミッタンスを得た。一方、200 μm のスリットでは大きく異なる [13]。200 μm では $R = 0.12$ となることから、 R の値は 0.1 よりも小さい必要がある。

スリット後の広がったビームの測定手法としては、1) スクリーン、2) 可動式スリットとファラディカップ、3) ワイヤースキャナー等があり、プロトタイプ電子銃では、2) のダブルスリット

表 6.2: 様々な高輝度低エミッタンス電子銃でのエミッタンス測定に利用されたスリットの条件。JLab は D. Engwall et al. [55] より。名古屋大は N. Yamamoto et al. [42] より。SCSS は K. Togawa et al. [13] より。

	JLab	名古屋大	SCSS
E [keV]	250	120	500
γ	1.49	1.23	1.98
β	0.741	0.587	0.863
charge [pC]	10		
L_b [ps]	40		
I [A]	0.25	10^{-8}	1
$\tilde{\epsilon}_n$ [mm-mrad]	0.25	0.1	0.6
d [μm]	50	40	100
R	0.017	4×10^{-9}	0.030

システムを用いてエミッタンス測定を行う予定である。

名古屋大の実験では、ペーパーポットと呼ばれる胡椒の容器のように穴がたくさん空いた、いわば多重スリットを用いた実験を行っている。一度の測定で X-Y のエミッタンスが得られる利点がある [42]。似たタイプとして多重スリットを用いた例も

ある [63]。これは一度の測定で X 又は Y のエミッタンスが得られる。単スリットを用いると、スリットを移動させながら各点で測定を行う必要があり、時間がかかるのが欠点である。

6.1.2 エミッタンス測定例

JLab では 1997 年に NEA GaAs カソード DC 電子銃の系統的なエミッタンス測定を行っている [55]。図 6.1 のビーム計測システムは JLab システムを参考としている。レーザーは Nd:YLF の 2 倍高調波 (波長 527nm) を使い、DC 高電圧は 250kV、300kV であった。レーザーパルス時間波形はガウス分布で $\sigma_t=20\text{ps}$ 。レーザースポットが直径 2mm の時、バンチ電荷 80pC で規格化 rms エミッタンス 2mm-mrad、8pC で規格化 rms エミッタンス 0.5mm-mrad を得ている。この電子銃は現在 JLab FEL で用いられており、レーザースポット直径 6mm、バンチ電荷 135pC で規格化 rms エミッタンス 8mm-mrad を得ている。80pC と 135pC でのエミッタンスの違いは、レーザースポットサイズでほぼ説明できる。

4 章で説明したように、NEA GaAs カソードのバンドギャップエネルギーに相当する波長を持つドライブレザーを用いた場合、ビームのエミッタンスはカソードの温度で決まる熱エミッタンスに近い値となる。室温 300K は 26meV に相当し、(3.25) 式の右辺のルート の値が決まる。エミッタンスはレーザースポット直径に比例する。直径 1mm の場合には規格化 rms 熱エミッタンスは $\tilde{\epsilon}_{nx} = 0.06\text{mm-mrad}$ となり、次世代放射光源で要求される 0.1mm-mrad を満たすことができる。名古屋大の N. Yamamoto 達による実験ではレーザー波長 760nm 以上で 0.15mm-mrad を得ている [42]。Dunham 達の実験 [64] では、レーザー波長 840nm で熱エミッタンス 34meV、514nm で 103meV を得ている。この実験結果から、800nm 付近では直径 1mm で 0.07mm-mrad、500nm 付近では直径 1mm で 0.12mm-mrad ということになる。コーネル大学での熱エミッタンス測定でも、波長 532 nm において 114meV が得られており、Dunham 達の結果とほぼ同じであ

る [65]。

名古屋大の実験例のように、小ピーク電流のビームに対してそのビーム最小直径を (6.3) の d に代入し、 $R \ll 0.1$ が得られる場合にはスリットを使わずにエミッタンスを測定することができる。ソレノイド磁場の関数としてビーム径を測定し、計算と比較して熱エミッタンスを求めた例も報告されている [71]。

6.2 時間応答性測定

NEA GaAs カソードを使った DC 電子銃から低エミッタンスビームを得るには、駆動レーザーの波長を GaAs 半導体のバンドギャップに近い 800nm 程度にするのが有利であるが [42]、電子の応答速度が 100ps 程度と遅く、5ps FWHM 幅 [66]、52 ps FWHM 幅 [44] のレーザー照射で 100ps 程度のテールを生じる欠点がある。近年、薄膜カソードを用いることで時間応答性は数ピコ秒に改善されているが [43]、電子バンチ長測定は電子銃にとって欠かせないツールである。バンチ長測定には、金属フォイルにビームを照射する際に生じる光遷移放射光をストリークカメラで測定するのが簡便であるが、光遷移放射光を得るには電子ビームのエネルギーが低すぎる難点がある。そこで、電子バンチの繰り返し周波数に同期した共鳴周波数を持つ偏向空洞を使ったバンチ長測定システムが利用される。

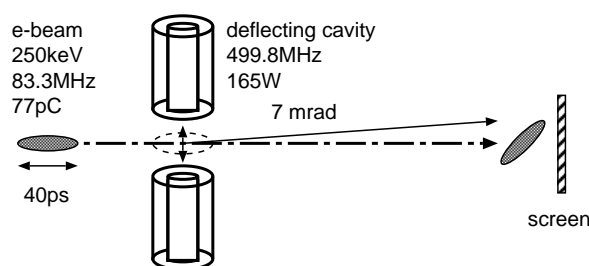


図 6.3: 偏向空洞を用いた電子バンチ長測定システム

図 6.3 に、プロトタイプ電子銃用のバンチ長測定システムの模式図を示す。同軸型偏向空洞の内軸導体ギャップ間にかかる電界と内軸導体を囲む磁界

により、電子バンチは縦方向にキックされる。電界の大きさと位相情報、及び下流に設置したスクリーンの像の測定から、電子バンチ長を評価することができる。250keVの電子ビームを±1.8keVキックするのに(±7mrad)必要なRFパワーの計算値は165Wである[67]。

このような測定システムは、様々な研究所で開発され実験に使われている。CEBAFでは6GeVビームを3つの実験室に分配するのに500MHzの偏向空洞を開発している[68]。コーネル大学でも、1.3GHzのTM110モード空洞を開発し[69]、電子ビームのバンチ長測定を120kV[70]、200kVと250kV[71]で既に終えている。その他、X線FEL実現に必要な100fsの極短電子バンチ長測定を行うのに、偏向空洞を用いる計画があり、SLAC[72]やSPARC[73]で2856MHzの偏向空洞が開発されている他、SCSSではCバンドの偏向空洞の開発を予定している[74]。

偏向空洞下流にスリットを設けることで、電子ビームの時間方向のある成分だけを取り出すことができる。切り出された電子ビームのエミッタンスを測定すれば、スライスエミッタンスを測定することになる[74]。また、偏向空洞と偏向電磁石を組み合わせることで、電子ビームの縦方向の位相空間分布を測定することも可能となる[75]。

7 RF 光陰極電子銃

RF電子銃はDC電子銃ほど高圧保持に気を遣う必要がなく、短い距離でMeV程度まで加速できる長所を備えている。一方で、空洞壁で生成する熱を除去する必要があるという短所を常伝導RF電子銃は持つ。CW運転そのものが困難であるが、低いRF周波数では熱の問題は緩和されるため、700MHz以下のERL電子銃が計画されている。

カソード表面のRF電場が高いことや真空の問題等からNEA GaAsカソードを利用することはできないが、セシウムテルライドCs-TeやSbをベースにカリウムKやナトリウムNa、そしてCsの多重アルカリ金属を蒸着したマルチアルカリカソ-

ドが利用されている。マルチアルカリカソードはチタンサファイアレーザーやファイバーレーザーの2倍高調波(緑)で駆動可能であるが、Cs-Teは4倍高調波(UV)が必要である。同じQEを持つ緑、UV波長レーザーで駆動されるカソードを用いて、同じ電子ビーム電流を得るには、それぞれ赤色レーザーの2倍、4倍のレーザーパワーを必要とする。さらに、2倍、4倍高調波を得るのに、2倍、4倍の赤レーザーパワーを必要とする。結局、緑、UV波長励起のカソードを使うと、赤色レーザーの4倍、16倍のレーザーパワーを必要とする。この観点から、Cs-TeカソードはERL電子銃には適さない。マルチアルカリカソードなら使える可能性がある。日本においては、東大原施の作美氏がSバンドのRF電子銃にマルチアルカリカソードを適用して、実験を開始している[76]。

ここでは、ボーイング/ロスアラモスで32mAという大電流ビーム生成の実績を持つ433MHz RF電子銃、1mm-mradという規格化rmsエミッタンスを実現しているフランスELSA 144MHz電子銃を簡単に紹介する。また、空洞壁の熱の問題のない超伝導RF(SRF)電子銃についても触れる。

7.1 ボーイング/ロスアラモス電子銃

ボーイング/ロスアラモスでは、25%のduty factorで動作するRF光陰極電子銃を1993年に開発した[77, 78]。その性能を表7.1にまとめる。マルチアルカリカソードと527nm波長の駆動レーザーを使ってマクロパルス平均電流128mAを記録した。dutyが25%なので、CW平均では32mAである。ERL電子銃として目標にしている電流値をほぼ達成している。レーザーの繰り返し周波数が27MHzであり、バンチ電荷が大きいため、規格化rmsエミッタンスが20-40mm-mradと余りよくない。

寿命も数時間程度と短い、これは冷却水配管からのわずかな漏れに起因するとしている[79]。真空度を 10^{-10} Torr以下にし、特に水蒸気と酸素の分圧に注意する必要がある。真空度 10^{-11} Torrでの寿命は100時間以上、 10^{-12} Torrでは10000時間以上という実験データを得ている[78]。RF電子

表 7.1: ボーイング/ロスアラモス 433 MHz 常伝導 RF 電子銃のパラメーター [77, 78]。

項目	性能
カソード	K_2CsSb
QE (%)	5–10
寿命 (時間)	1–10
電子銃 RF (MHz)	433
duty (%)	25
駆動レーザー波長 (nm)	527
繰り返し周波数 (MHz)	27
電子バンチ電荷 (nC)	5
規格化 rms エミッタンス (mm-mrad)	20-40

銃で 10^{-11} Torr 以下という高い真空度を得るのは困難だが、DC 電子銃では NEA GaAs カソードを同等以下の真空度で運転する。従って、マルチアルカリカソードを DC 電子銃で使うオプションも有効であり、現在の NEA GaAs の寿命 500C を越えることも可能かもしれない。

マルチアルカリカソードを ERL 電子銃に用いるには、NEA GaAs と同程度の低エミッタンスを得られるかという問題を解決する必要がある。6 で述べたように、NEA GaAs カソードでは駆動レーザーのビームサイズを 1mm 程度として、0.1mm-mrad の熱エミッタンスが実現できている。マルチアルカリカソードは NEA 表面を持たないため、熱エミッタンスが大きくなるが、(3.37) に示すように駆動レーザーのサイズを小さくすれば、低エミッタンス実現も原理的に不可能とは言えない。マルチアルカリカソードの作成手法については文献 [78] に詳しい。

高 duty factor を持つ常伝導 RF 電子銃実現への課題は RF の壁ロスと RF による真空の劣化である。これを乗り越えるため、ロスアラモス研究所と AES によって 700 MHz の RF 電子銃が設計された [79]。冷却水の強化と真空ポンプ増強を行っている。 π モードの $2\frac{1}{2}$ 空洞で 2.5 MeV の電子ビームを生成する。Parmela 計算では規格化 rms エミッタンス 6mm-mrad、3nC/バンチを持つ電子ビーム

生成が可能。カソードは K_2CsSb か $Cs : Na_2KSb$ を使用する予定。

7.2 ELSA 電子銃

フランス ELSA では、高出力自由電子レーザーを目的として 144MHz 常伝導 RF 電子銃の開発を 1990 年頃開始した [80]。マクロパルス長 $200\mu s$ 以上が可能な低周波 RF 電子銃開発に乗り出したのは、FEL の高出力化のためである。近年ではバンチ電荷 1nC で規格化 rms エミッタンス 1mm-mrad を達成しており [81]、ERL 電子銃としても使えるような性能を誇る。低周波 RF 電子銃は、空洞のサイズが大きくなるという欠点があるが、局所的な熱の発生を緩和させることができる。また、加速ギャップも広く取れ、高い加速電場が必要なくなるなど、CW 化へ向けた好材料が多い。

表 7.2: ELSA 144 MHz 常伝導 RF 電子銃のパラメーター

項目	性能
カソード	K_2CsSb
QE (%)	1–2
寿命 (時間)	1–10
電子銃 RF (MHz)	144
マクロパルス繰り返し (Hz)	10
マクロパルス幅 (μs)	150
駆動レーザー波長 (nm)	532
繰り返し周波数 (MHz)	14.4
電子バンチ電荷 (nC)	1–10
規格化 rms エミッタンス (mm-mrad)	1–3
バンチ長 (ps)	60

ELSA 電子銃の性能を表 7.2 にまとめる。カソードは実験に応じてマルチアルカリと Cs-Te の併用である。マルチアルカリカソードの寿命は真空度に依存し、 10^{-9} Torr 程度だと 1 時間、 10^{-10} Torr 程度だと 100 時間程度である [81]。ボーイング/ロスアラモスの電子銃と比較すると、同程度の真空度では 1 桁程度長寿命である。マルチアルカリカ

ソードは FEL 実験などに利用され、Cs-Te は悪い真空でも長寿命なため、高い信頼性が要求される実験に使われている。

LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) の S. Lidia により提案された低周波 RF 電子銃を ERL 電子銃として用いる計画を紹介する [82]。1MHz CW 運転で電子ビームを 2GeV に加速し、XFEL 用の電子銃として用いる計画である。常伝導 RF 電子銃なので、DC 電子銃に比べ暗電流、イオンバックボンバードメント、電圧降下の問題が軽減される。また、低い周波数領域 (65-200 MHz) を想定しているため、空洞壁で発生する熱密度がかなり小さく、最も熱くなる場所で 75°C と、L,S バンドでは考えられない CW 運転が十分に可能である。超伝導でないため冷凍器不要、エミッタンス補償ソレノイド設置可能など様々なメリットを持つ。要求されるビーム性能であるバンチ長数 10ps、規格化 rms エミッタンス 1mm-mrad は ELSA で既に実績があり、ASTRA を使った計算でも電荷 0.5nC、バンチ長 75ps、エネルギー広がり $\delta E=0.1eV$ 、エミッタンス 0.45mm-mrad が得られている。

7.3 超伝導 RF 電子銃

超伝導 RF 電子銃は、空洞壁の熱損がないため CW 化が可能であり、ERL 電子銃として注目されている。ただし、エミッタンス補償用ソレノイドが使えないという欠点を抱えている。

現在、最も開発の進んでいるのが、ドイツ Rossendorf の超伝導 RF 電子銃で、既に最初のビームテストを終えている [83]。銅カソードでのテストを終え、今後は Cs-Te カソードを用いる。エミッタンス補償ソレノイドが使えないという欠点を、カソードを空洞表面より 2.5mm 引っ込めることでフォーカス作用を持たせることで解消している [84]。バンチ電荷 1nC、繰り返し周波数 500kHz、0.5mA 運転で中性子実験に利用し、77pC、13MHz、1mA 運転で FEL に利用する予定である。

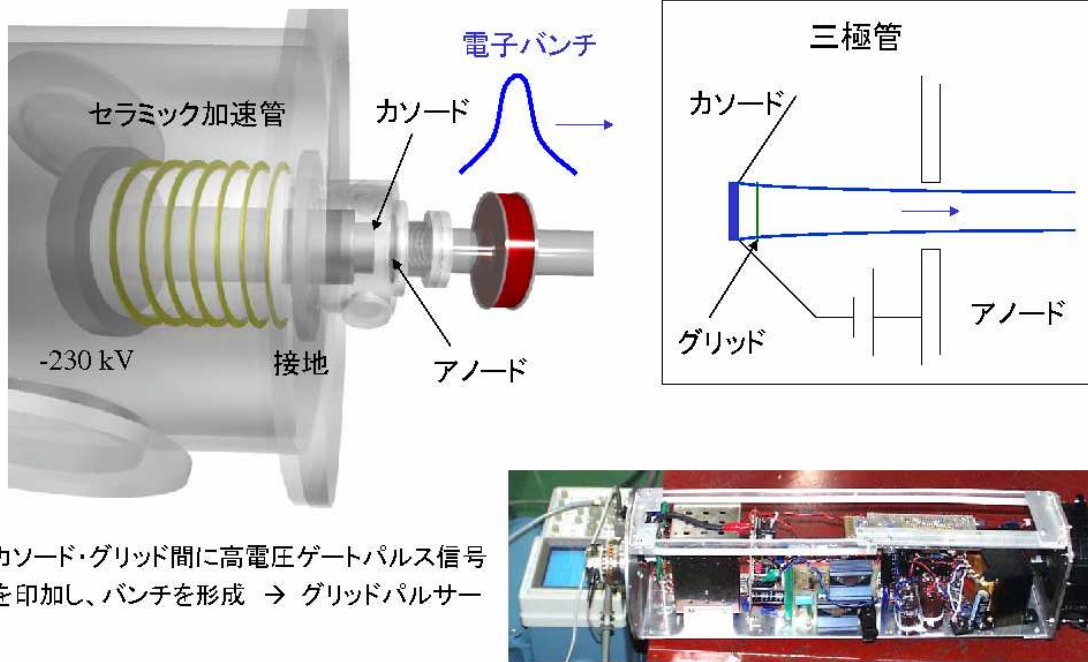
BNL (Brookhaven National Laboratory) では、重イオンコライダー RHIC (Relativistic Heavy Ion

Collider) で加速する Au ビーム冷却用の電子源として ERL を建設する計画を持つ [85, 86]。703.75 MHz SRF 電子銃を用い、エネルギー 2 MeV、5nC、10 MHz で運転する。カソードはマルチアルカリカソードを用いる予定。SRF 電子銃では真空の問題がないため、大電流電子銃として非常に有望である。

BNL ではダイヤモンドカソードの開発も行っており、うまくいけばカソードとして利用する予定である。ダイヤモンド膜を光陰極の前におき、コンタミネーションの影響を押さえると同時に、2次電子放出により 100 倍程度のゲインを得るという魅力的な提案である。Cs-Te カソードでも、ダイヤモンド膜と組み合わせることにより大電流電子銃となりうる [87]。実験ではダイヤモンド上での電界 1MV/m 以上のとき増幅率 100 倍以上という結果が得られている。1%程度の量子効率を持つ半導体カソードと組み合わせることで、量子効率 100%以上のカソードを作ることが可能。また、 10^{-4} 程度の量子効率を持つ金属カソードと組み合わせることで 1%程度の量子効率を達成でき、半導体カソード並の効率を持つ長寿命カソードを得ることができ。銅の光カソードとダイヤモンドを溶接したカプセルカソードを用いた最初のテストでは、期待に反しゲインは 1.5 倍程度しか得られなかった [88]。溶接時にダイヤモンドが改質したことなどが原因と考えられ、今後改良が進みそうである。

8 DC 熱陰極電子銃

DC 熱陰極電子銃は、KEKB 入射器を始めとして世界の多様な加速器で利用されている。前章までに述べてきた DC 光陰極電子銃は 2 極管構造であり、カソードにレーザーを照射し、その時間構造で決まる電子バンチ列を生成する。ドライブレザーは、電子ビームのゲートの役割を果たす。一方、本章で紹介する熱陰極電子銃では、カソード、アノードに加えてグリッド電極を持つ 3 極管構造が一般的である (図 8.1 参照)。カソードとグリッド間にゲートパルス電圧を印加することで、グリッドパルサー (Grid Pulser: GP) の時間構造で決まる電



カソード・グリッド間に高電圧ゲートパルス信号を印加し、バンチを形成 → グリッドパルサー

図 8.1: グリッドパルサー駆動熱電子銃 (左)。カソードと接地されたアノードとの間に DC 高電圧を印加する。カソードの直後にメッシュ状のグリッド電極があり (Y646B カソードを使った場合は 0.1mm 間隔)、カソードの電位をグリッドに対して充分プラスにしておけば、電子ビームは引き出されない。グリッドパルサー (右下の写真) を使ってカソードに負の高電圧パルスを与えると、電子バンチが引き出される。

子バンチ列を生成することができる。このグリッドパルサーは、光陰極電子銃におけるドライブレーザーの役割を果たし、熱陰極電子銃にとって重要な開発要素である。光陰極電子銃では重要な開発要素であるカソードは、熱陰極電子銃では成熟した部品であり市販品を使うのが一般的である。

世の多くの電子線加速器は常伝導 S バンド、L バンド加速器である。これらの加速器電子銃用のグリッドパルサーとして、アバランシェトランジスタを利用した高速、高電圧のグリッドパルサーが Kentech 社等から市販されているが、数十マイクロ秒には対応できない。ERL で利用する、CW 又はマクロパルス幅が数百マイクロ秒を越すような電子ビームを生成するには、相応のグリッドパルサーを開発する必要がある。

原子力機構 (旧原研) FEL グループは、超伝導加速器を使った高出力 FEL 開発を行った。マクロパルス幅は 1 ミリ秒、10Hz という運転が前提であり、高繰り返し可能なグリッドパルサー開発が重要

であった。短バンチで高電荷の電子バンチを得るために、高速、高電圧化、そして安定化が課題であった。アバランシェトランジスタは高繰り返しに対応できないので、ステップリカバリーダイオード (Step Recovery Diode:SRD) を使って高速、高繰り返しを両立させた。SLAC の Koontz による回路図 [89] を元に、独自に組み立てたグリッドパルサーを用いて、2000 年には繰り返し周波数 10.4MHz、バンチ電荷 0.51nC、バンチ幅 0.8ns、規格化エミッタンス 13mm-mrad、マクロパルス幅 1ms、エネルギー 230keV の高輝度電子バンチ生成に成功した [90, 91]。マクロパルス平均電流 5mA は、当時の JLab FEL [92] と同等であり、JLab と並ぶマクロパルスあたりの平均出力 1.7kW を実現した [93] (JLab はその後、電流を 2 倍、ビームエネルギーを 2.5 倍にして 14kW を実現している)。電子ビームから FEL への変換効率は 6% に達し、これは JLab FEL の 1% をはるかに凌ぐ値であった。

このステップリカバリーダイオードを使ったグ

リッドパルサー技術は、ロシアのブドカー研究所 (BINP: Budker Institute of Nuclear Physics) でさらに推進され、やがて 20MHz CW グリッドパルサーとして完成する [94, 95]。BINP の電子銃はバンチ電荷 1.7nC、平均電流 20mA を誇り、テラヘルツ領域の高出力 ERL FEL のドライバー加速器に利用されている。原子力機構 (JAEA) では、1.7 kW 発振後に ERL FEL に改造した。Koontz タイプの電子銃では 10MHz の繰り返し周波数を 20MHz にするのが困難であったため、BINP グリッドパルサーを導入し、FEL 実験に用いた。ここでは、この BINP グリッドパルサー及び、JAEA ERL FEL 電子銃の電子バンチ性能を紹介する [96, 97]。

8.1 グリッドパルサー

図 8.1 に示すように、セラミック加速管に DC 高電圧を印加し、カソードとアノード電極間に高電界をかける。カソードには熱カソードを取付け、ヒーターで熱することにより電子ビームが引き出される。このままでは DC ビームになるので、カソード直後にメッシュ状のグリッド電極を設置し (Y646B カソードを使った場合、カソードとグリッドの間隔は 0.1mm)、カソードの電位をグリッドに対してプラスにするようバイアス電圧を印加する。グリッドパルサー (図 8.1 右下写真) でカソードに負の高電圧パルスを与えると、パルサーの時間構造に応じた電子バンチ列が引き出される。

グリッドパルサーの概念図を図 8.2 に示す。マスターオシレーターからの 20.8MHz の信号を光パルスに変換し、光ファイバーを通して高圧ターミナルに導く。光ファイバーは電氣的絶縁体であり、高圧ターミナルとグラウンドの絶縁は充分に取れる。光パルス信号を高圧ターミナル上で電気信号に変換し、2つに分岐して片方を遅延させる。2つの信号はそれぞれトランジスタスイッチを駆動するのに使われる。スイッチはコンデンサ又は高抵抗の役割を果たす SRD を充放電するのに用いられる。SW1 を ON して SRD の順方向に電流を流すと、SRD はコンデンサとして働き電荷を溜め込む。充電時間 13ns 後に SW1 を切って SW2 を ON

すると、SRD に溜っていた電荷が逃げて行く (放電)。やがて、SRD に溜っていた電荷がなくなると突然 SRD は高抵抗に変化する。放電中に magnetic accumulation line (端をショートした BNC ケーブルで、芯線とグラウンドの間に磁気エネルギーが溜め込まれる) に流れていた電流が突然流れなくなり、これを補償するために負荷から電流が流れ込む。こうして、高速のパルス信号を生成する。負荷として図 8.2 の点線で示す 50Ω の抵抗を使った場合には、図 8.3 に示すような電気パルス信号が抵抗に流れ、負荷としてカソードを使った場合には、電子ビームとして電子銃から引き出される。

グリッドパルサーはカソードに高速高電圧パルスを与えるだけでなく、不必要なビームが出ないようにするためのバイアス電源やカソードを温めるフィラメント電源の機能も備えている必要がある。パルサーの高速高電圧性能や安定性を損なわないように、チョークコイルや高抵抗を介してこれらの電源を取り付ける。

グリッドパルサー回路に図 8.2 の点線で示したような 50Ω の抵抗をつけ、630pF コンデンサ下流のバイアス回路、フィラメント回路を外して、グリッドパルサー信号を 1GHz デジタルオシロ (Tektronix TDS684B) で測定した。結果を図 8.3 に示す。 50Ω の抵抗に $(500+50)\Omega$ の抵抗を並列につけて、1/10 電圧の信号を取りだし、さらに 1/10 の減衰器をつけて測定しているので、実際の電圧は図 8.3 の 100 倍である。

図 8.2 の点線で示した抵抗を外し、バイアス回路、フィラメント回路をとりつけ、電子銃に装填する準備が完了後、グリッドパルサー信号を 400MHz アナログオシロ (Tektronix 2467B) で測定した。結果を図 8.4 に示す。図 8.1 の写真に見えるようなオシロプローブをパルサーの先端に引っかけて測定した。図 8.4 上にパルス構造を示す。図 8.3 よりパルス幅が長くなっているのは、オシロの応答速度の違いとバイアスやフィラメント電源回路を取り付けたことによる。図 8.4 下はパルス列を表す。数百マイクロ秒に渡って波高の等しいマイクロパルス列が形成されていることがわかる。

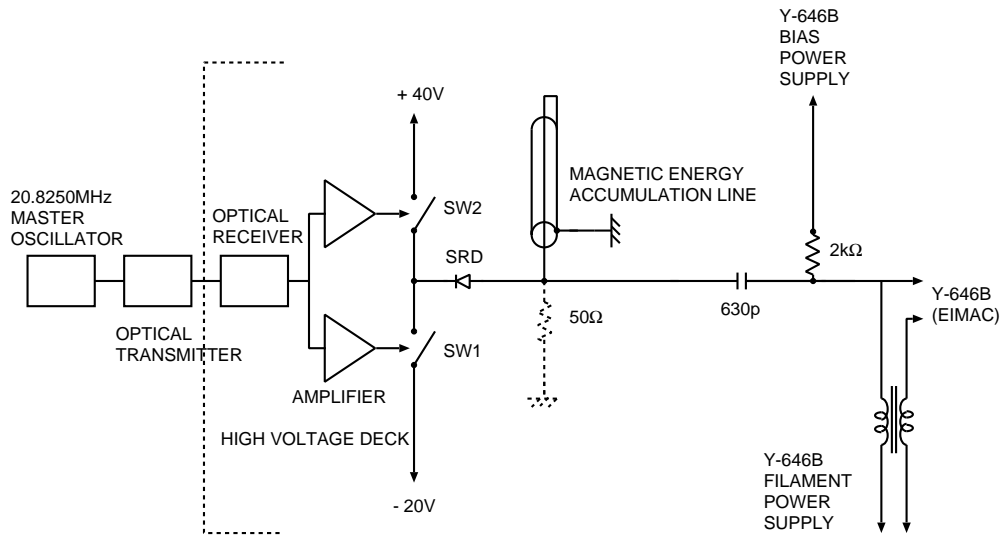


図 8.2: BINP グリッドパルサーの概念図

8.2 電子バンチ性能

電子銃からのビームは、CT(Current Transformer)を使って測定した。電子ビームが通った時の誘導磁場を電流として測定する装置である。CTの分解能については、数10ps幅の電子ビームを使って、0.53nsと測定している。図8.5上に典型的なCTで測定したバンチ波形を示す。バンチ幅0.79nsからCTの分解能を考慮して、バンチ幅0.59nsが得られた。下流のファラディカップで電流値を測定し、ピーク電流0.92Aを得た。図8.5下から、最初の50μsのリングングを除くと、各マイクロバンチの波高はほぼ一定である。

図8.6にバイアス電圧を変化させながら測定した、マイクロバンチ長とピーク電流の関係を示す。バイアス電圧の極性はプラスであり、電圧を上げると、図8.4のグリッドパルサー信号のベース電位が高くなる。グリッドとカソード間のゲート信号が相対的に小さくなり、電子バンチのピーク電流が下がると共にバンチ幅が狭くなる。

図8.6にエミッタンスの測定例を示す。電子銃下流のソレノイド（アノードから27cm）の値を変えながらビームサイズを下流のスクリーン（アノードから64cm）で測定した。アノードの穴径が直径10mm、カソードのサイズが直径8mmであることから、アノード出口でのビームサイズを8mmと仮

表 8.1: 原子力機構 ERL FEL 電子銃の性能

項目	測定値
高電圧	230 kV
カソード	Y646B (EIMAC)
カソードサイズ	直径 8 mm
バンチ繰り返し	20.8250 MHz, 10.4125 MHz
バンチ幅 (FWHM)	0.59 ns
バンチ電荷	0.54 nC
ピーク電流	0.92 A
マクロパルス長	up to 1 ms
マクロパルス繰り返し	10 Hz
時間ジッター (rms)	13 ps
ピーク電流の変動 (rms)	1.2%
規格化 rms エミッタンス	20mm-mrad

定した。初期 Twiss パラメーターとエミッタンスを変えながらビーム輸送の計算を行い、実験データに最もよくあう計算結果から規格化 rms エミッタンスを 20mm-mrad と求めた。

ピーク電流のふらつきや、時間ジッターといった安定性も、電子銃に求められる重要な性能である。特に高出力 FEL の発振効率は、アンジュレーター中の電子バンチの時間ジッターにも依存し、時間ジッターの低減は発振効率の増加に直結する [98, 99]。

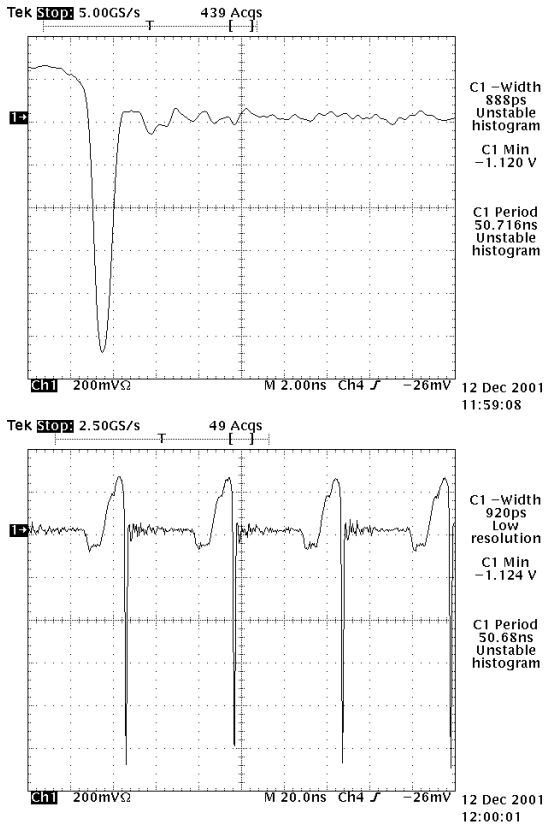


図 8.3: 1GHz デジタルオシロを使ったグリッドパルス信号測定結果。電圧は -110V 、パルス幅は 890ps である。パルス間隔は 20.8250MHz なので 48.0192ns である。

時間ジッターはマスターオシレーター信号と電子バンチ間の時間ジッターとして定義する。マスターオシレータのクロックから電子バンチが CT に到着する時間を T_1 、次のマスターオシレータのクロックから次の電子バンチが CT に到着する時間を T_2 とする。マスターオシレータのクロック間隔を R とする。電子バンチの周波数が 20.8250MHz であれば、 $R = 48.0192\text{ns}$ である。 R と T_1 、 T_2 の差（時間ジッター）を Δ_1 、 Δ_2 とする。 $\Delta_{1,2}$ の直接測定は困難であるが、隣り合う 2 つの電子バンチ間隔 $T_1 - T_2$ をデジタルオシロで測定するのは容易である。標準偏差 $\langle (T_1 - T_2)^2 \rangle$ を $\Delta_{1,2}$ を使って表すと

$$\langle (T_1 - T_2)^2 \rangle = \langle (\Delta_1 - \Delta_2)^2 \rangle \approx 2\langle \Delta_1^2 \rangle \quad (8.1)$$

となる。ここで、 Δ_1 と Δ_2 はお互いに相関がない ($\langle \Delta_1 \Delta_2 \rangle = 0$) とし、それぞれの標準偏差は等しい

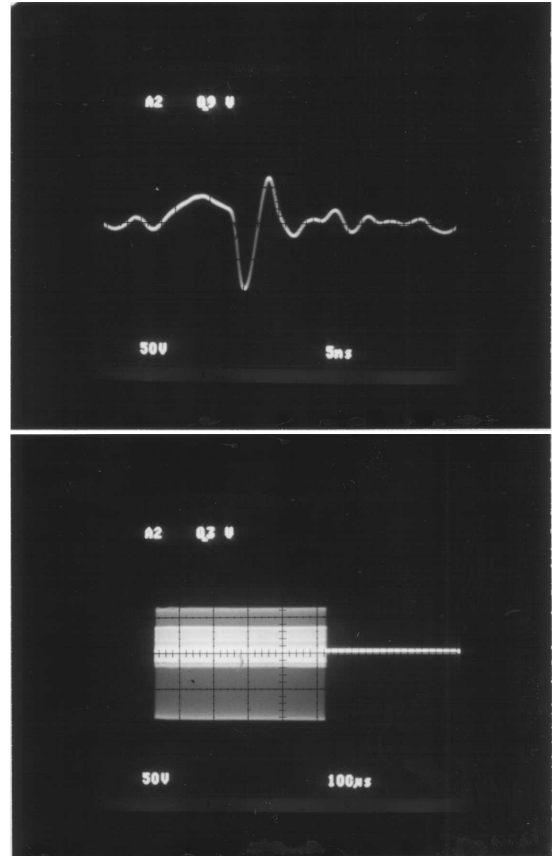


図 8.4: 400MHz アナログオシロを使ったグリッドパルス信号測定結果。バイアス、フィラメント電源回路を含むフルセットでの測定。上の横軸 $5\text{ns}/\text{DIV}$ 、下の横軸は $100\mu\text{s}/\text{DIV}$ 。縦軸はどちらも $50\text{V}/\text{DIV}$ 。

($\langle \Delta_1^2 \rangle \approx \langle \Delta_2^2 \rangle$) と仮定した。デジタルオシロを使って、10 分間に渡り測定した隣り同士の電子バンチ間隔の標準偏差は $\sqrt{\langle (T_1 - T_2)^2 \rangle - \langle T_1 - T_2 \rangle^2} = 18\text{ps}$ であった（図 8.8 上参照）。(8.1) から電子バンチのジッターは 13ps rms となる。

マクロパルス長 $50\mu\text{s}$ 以降のピーク電流変動の少ない領域（図 8.6 下参照）で測定した、ピーク電流値の変動を図 8.8 下に示す。変動値は $1.2\% \text{ rms}$ であった。JAEA ERL-FEL 用電子銃のビーム性能を表 8.1 にまとめている。

JAEA ERL-FEL をさらに高出力化するため、グリッドパルサーの 41.6MHz 運転に挑戦したがジッターを消すことができず断念した。ジッターは主に光パルスから電気パルスに戻す TTL 信号レベル

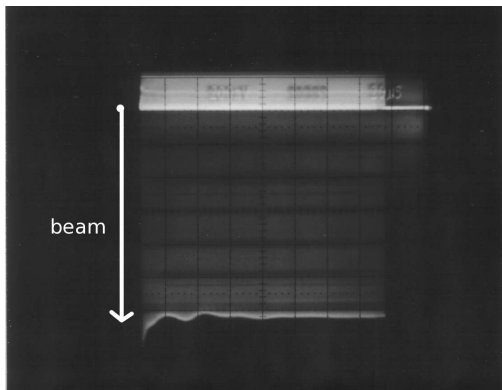
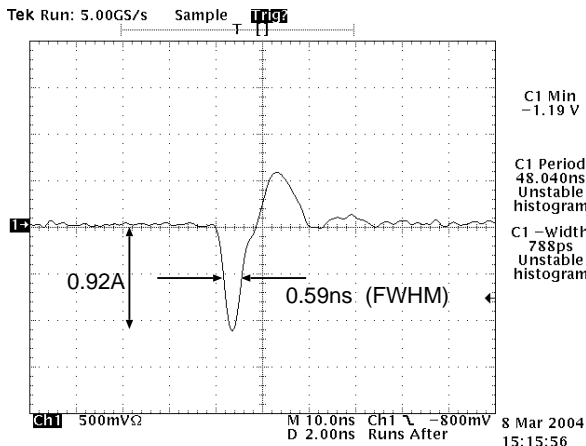


図 8.5: CTで測定した電子バンチ波形（上）。1GHz デジタルオシロ（Tektronix TDS684B）で測定した。パルス幅 0.59ns は CT の時間分解能 0.53ns を測定値から差し引いて得た。下は 150 μ s の電子ビームマクロパルス波形。横軸は 20 μ s/DIV である。

で生じた。BINP ではグリッド付き熱カソードと 90MHz の RF 空洞を組み合わせた 100mA の電子銃を提案しており、その開発動向は興味深い [100]。

9 おわりに

本稿をまとめるにあたり、原子力機構 ERL グループ羽島良一リーダー、グループメンバーである永井良治研究副主幹、飯島北斗研究員、現在理研所属の西谷智博研究員を始めとして、ERL 電子銃開発に携わる方々に大変お世話になりました。特に、名古屋大山本尚人助教には様々な貴重なコメントを頂き大変感謝しております。また、山本将博助教を始めとする名古屋大高エネルギースピソ物理研究室の方々には、DC NEA GaAs カソ

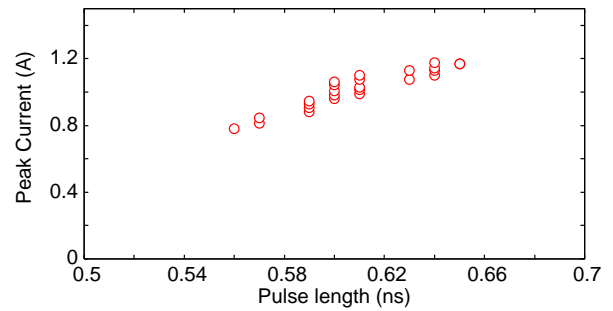


図 8.6: 電子バンチのピーク電流値（縦軸）とバンチ幅（FWHM）の関係。グリッドパルサー回路のバイアス電源の値を変えながら測定した。

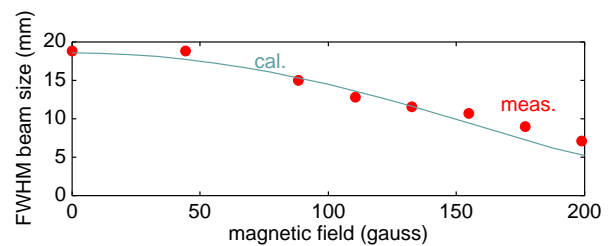


図 8.7: 電子銃下流のビームサイズをアノードの 64cm 下流で、ソレノイド磁場の関数として測定した。ソレノイドはアノードの 27cm 下流に位置し、有効長 18.6cm である。TRACE3D を用いて、様々な初期 Twiss パラメーターとエミッタンスに対して、ビームサイズを計算した。実験データに最もあう計算結果から、規格化 rms エミッタンスは 20 mm-mrad と見積もった。

ド電子銃の基礎から詳細な点まで御教授頂いており、とても感謝しております。著者は DC 熱陰極電子銃の実経験は有してありますが、DC 光陰極電子銃については心許ないので、気づいた点があれば nishimori.nobuyuki@jaea.go.jp までご連絡頂ければ幸いです。最後に、勉強の機会を与えて頂いた OHO08 校長古屋貴章教授を始めとする、高エネ研で ERL 研究開発に携わる方々に感謝致します。

参考文献

- [1] 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.

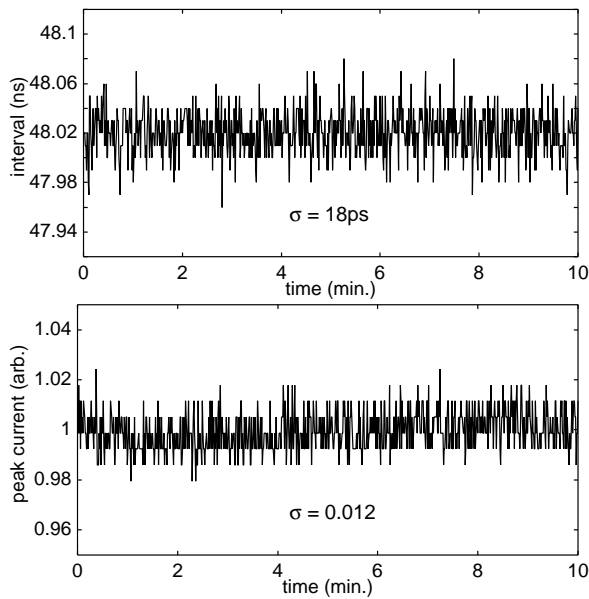


図 8.8: 2つの隣り合う電子バンチ間隔 (上) とピーク電流 (下) を時間の関数としてプロット。10分間の測定で、ピーク電流の標準偏差は 1.2%である。隣り合う電子バンチ間隔の標準偏差は 18ps で、時間ジッターに直すと 13ps である。

- [2] 春日俊夫, “コンパクト ERL の概要と開発状況”, 加速器 **5**(1), 13 (2008).
- [3] SPring-8 では蓄積リングを構成しているラティス中の磁石数を増やし、エネルギーを 6 GeV にすることで、原理的に規格化エミッタンスを 83pmrad まで下げることができるとしている。K. Tsumaki and N. Kumagai, “Next Generation Light Source Storage Ring at SPring-8”, Proc. of EPAC06, 3362 (2006).
- [4] C. Hernandez-Garcia, T. Siggins, S. Benson, D. Bullard, H. F. Dylla, K. Jordan, C. Murray, G. R. Neil, M. Shinn, and R. Walker, “A High Average Current DC GaAs Photocathode Gun for ERLs and FELs”, Proc. of PAC05, 1795 (2005).
- [5] S. Benson, K. Beard, G. Biallas, J. Boyce, D. Bullard, J. Coleman, D. Douglas, F. Dylla, R. Evans, P. Evtushenko, C. Hernandez-Garcia, A. Grippo, C. Gould, J. Gubeli, D. Hardy, C. Hovater, K. Jordan, M. Klopff, R. Li, W. Moore, G. Neil, M. Poelker, T. Powers, J. Preble, R. Rimmer, D. Sexton, M. Shinn, C. Tennant, R. Walker, G. Williams, and S. Zhang, “High Power Operation of the JLab IR FEL Driver Accelerator”, Proc. of PAC07, 79 (2007).
- [6] Kwang-Je Kim, Yuri Shvyd’ko, and Sven Reiche, Phys. Rev. Lett. **100**, 244802 (2008).
- [7] R. Hajima, T. Hayakawa, N. Kikuzawa, and E. Minehara, J. Nucl. Sci. and Tech. **45**, 441 (2008).
- [8] H. Tanaka, K. Togawa, T. Hara, T. Tanaka, M. Yabashi, T. Fukui, A. Higashiya, N. Hosoda, T. Inagaki, S. Inoue, M. Kitamura, H. Maesaka, M. Nagasono, T. Ohshima, Y. Otake, T. Sakurai, K. Shirasawa, H. Kitamura, T. Ishikawa, T. Shintake, T. Asaka, T. Hasegawa, H. Ohashi, S. Takahashi, S. Tanaka, and T. Tanikawa, “Operation Status of the SCSS Test Accelerator: Continuous Saturation of SASE FEL at the Wavelength”, Proc. of EPAC08, 1944 (2008).
- [9] K. Sakaue, M. Washio, S. Araki, M. Fukuda, Y. Higashi, Y. Honda, T. Taniguchi, N. Terunuma, J. Urakawa, N. Sasao, H. Yokoyama, M. Takano, Saube, “Development of Pulsed-Laser Supercavity for Compact X-Ray Source Based on Laser-Compton Scattering”, Proc. of PAC07, 1034 (2007).
- [10] R. Hajima, N. Nishimori and E. Minehara, “A Multi-kW EUV Light Source Driven by Energy-Recovery Linac”, Proc of EUV source workshop, (2006) Barcelona, October 2006.
- [11] Lia Merminga, “Energy Recovery Linacs”, Proc. of PAC07, 22 (2007).
- [12] N. Nishimori, R. Hajima, H. Iijima, R. Nagai, and T. Nishitani, “Development of an electron gun for the ERL light source in Japan”, Proc of ERL07 (<http://www.astec.ac.uk/ERL07/wg1.htm>).
- [13] K. Togawa, T. Shintake, T. Inagaki, K. Onoe, T. Tanaka, H. Baba, and H. Matsumoto, Phys. Rev. STAB **10**, 020703 (2007).
- [14] Jan-Hui Han, “Operation of FLASH Injector”, Proc of ERL07 (<http://www.astec.ac.uk/ERL07/wg1.htm>); F. Zhou1, I. Ben-Zvi, M. Babzien, X. Y. Chang, A. Doyuran, R. Malone, X. J. Wang, and V. Yakimenko, Phys. Rev. STAB **5**, (2002) 094203.
- [15] J. D. Lawson, *The Physics of Charged-Particle Beams*, 2nd ed. (Oxford, New York, 1988).
- [16] Martin Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams*, 2nd ed. (Wiley, 2008).
- [17] 神谷幸秀, “加速器の原理”, OHO-84.
- [18] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics I*, (Springer, Berlin, 1993).
- [19] 宮島司, “ERL 入射部でのビーム力学”, OHO-08.
- [20] 原田健太郎, “円形加速器の概略と単粒子力学の基礎”, OHO-08.

- [21] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, 4th revised English ed. (Butterworth-Heinemann, Amsterdam, 1975).
- [22] B. E. Carlsten, NIMA **285**, 313 (1989).
- [23] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II*, (Springer, Berlin, 1995).
- [24] 栗木雅夫, “粒子源の設計と現状”, OHO-06.
- [25] Ivan V. Bazarov and Charles K. Sinclair, Phys. Rev. STAB **5**, 034202 (2005).
- [26] 永井良治、羽島良一、西森信行、飯島北斗、沢村勝、菊澤信宏、峰原英介, “DC 光陰極電子銃のためのエミッタンス補償用ソレノイド”, 第4回日本加速器学会年会プロシーディングス, 673 (2007).
- [27] Kwang-Je Kim, NIMA **275**, 201 (1989).
- [28] 大沢哲, “電子銃”, OHO-90.
- [29] 久保亮五編, “大学演習 熱学・統計力学”, 裳華房 (1961).
- [30] Cornell High Energy Synchrotron Source, <http://erl.chess.cornell.edu/>
- [31] 4th Generation Light Source, <http://www.4gls.ac.uk/ERLP.htm>
- [32] Thomas Jefferson National Accelerator Facility, <http://www.jlab.org/>
- [33] 中西彊, “偏極電子源”, OHO-96.
- [34] 山本将博、許斐太郎、奥見正治、中川靖英、斉藤光、中西彊、山本尚人、谷典雅俊、金秀光、前多悠也、宇治原徹、竹田美和、古田史生、松本浩、吉岡正和、栗木雅夫、正中智慧、久保大輔、岡本宏己, “200keV 偏極電子源 50 μ A 試験運転報告”, 第5回日本加速器学会年会プロシーディングス (2008).
- [35] T. Nakanishi, H. Aoyagi, H. Horinaka, Y. Kamiya, T. Kato, S. Nakamura, T. Saka, and M. Tsubata, Phys. Lett. A **158**, 345 (1991).
- [36] K. Togawa, T. Nakanishi, T. Baba, F. Furuta, H. Horinaka, T. Ida, Y. Kurihara, H. Matsumoto, T. Matsuyama, M. Mizuta, S. Okumi, T. Omori, C. Suzuki, Y. Takeuchi, K. Wada, K. Wada, and M. Yoshioka, NIMA **414**, 431 (1998).
- [37] 山本尚人, “NEA-GaAs 型超格子薄膜結晶を用いた高輝度・高スピン偏極度・大電流密度ビームを生成する電子源の開発”, 名古屋大学博士論文 (2007). (問い合わせ先: naoto@nagoya-u.jp)
- [38] W. E. Spicer and A. Herrera-Gómez, “Modern Theory and Applications of Photocathodes”, SLAC-PUB-6306 (1993).
- [39] 高橋清, “半導体工学”, 森北出版 (1975).
- [40] 西谷智博, “電子ビーム源 GaAs 半導体型フォトカソードの開発”, MRS-J NEWS Vol.20 No.2 May 2008.
- [41] M. Yamamoto, K. Wada, T. Nakanishi, S. Okumi, C. Suzuki, F. Furuta, T. Nishitani, M. Miyamoto, M. Kuwahara, T. Hirose, R. Mizuno, N. Yamamoto, O. Watanabe, H. Kobayakawa, H. Matsumoto, and M. Yoshioka, Proc. of LINAC02, 680 (2002).
- [42] N. Yamamoto, M. Yamamoto, M. Kuwahara, R. Sakai, T. Morino, K. Tamagaki, A. Mano, A. Utsu, S. Okumi, T. Nakanishi, M. Kuriki, C. Bo, T. Ujihara, and Y. Takeda, J. Appl. Phys. **102**, 024904 (2007).
- [43] K. Aulenbacher, J. Schuler, D. v. Harrach, E. Reichert, J. Röthgen, A. Subashev, V. Tioukine, and Y. Yashin, J. Appl. Phys. **92**, 7536 (2002).
- [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. STAB **10**, 023501 (2007).
- [45] E. Pozdeyev, Phys. Rev. STAB **10**, 083501 (2007).
- [46] B. M. Dunham, C. K. Sinclair, I. V. Bazarov, Y. Li, X. Liu, and K. W. Smolenski, “Performance of a Very High Voltage Photoemission Electron Gun for a High Brightness, High Average Current ERL Injector”, Proc. of PAC07, 1224 (2007).
- [47] 柴田恭, “加速器のための超高真空”, OHO-04.
- [48] John J. Uebbing, J. Appl. Phys. **41**, 802 (1970).
- [49] C. K. Sinclair, B. M. Poelker, and J. S. Price, “Atomic Hydrogen Cleaning of Semiconductor Photocathodes”, Proc. of PAC97, 2864 (1997).
- [50] Matt Poelker, “Status of 100kV DC High Voltage Polarized Electrons Guns at CEBAF”, Proc of ERL07 (<http://www.astec.ac.uk/ERL07/wg1.htm>).
- [51] T. Nishitani, R. Hajima, H. Iijima, R. Nagai, M. Sawamura, N. Kikuzawa, N. Nishimori, E. Minehara, M. Tabuchi, Y. Noritake, H. Hayashitani, Y. Takeda, “JAEA Photocathode DC-Gun for an ERL Injector”, Proc. of FEL06, 319 (2006).
- [52] Naoto Yamamoto, Tsutomu Nakanishi, Atsushi Mano, Yasuhide Nakagawa, Shoji Okumi, Masahiro Yamamoto, Taro Konomi, Xiuguang Jin, Toru Ujihara, Yoshikazu Takeda, Takashi

- Ohshima, Takashi Saka, Toshihiro Kato, Hiromichi Horinaka, Tsuneo Yasue, Takanori Koshikawa, and Makoto Kuwahara, *J. Appl. Phys.* **103**, 064905 (2008).
- [53] Takashi Ohshima and Makoto Kudo, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 8335 (2004).
- [54] F. Furuta, T. Nakanishi, S. Okumi, T. Gotou, M. Yamamoto, M. Miyamoto, M. Kuwahara, N. Yamamoto, K. Naniwa, K. Yasui, H. Matsumoto, M. Yoshioka, and K. Togawa, *NIMA* **538**, 33 (2005).
- [55] D. Engwall, C. Bohn, L. Cardman, B. Dunham, D. Kehne, R. Legg, H. Liu, M. Shinn, and C. Sinclair, “A High-DC-Voltage GaAs Photoemission Gun: Transverse Emittance and Momentum Spread Measurements”, *Proc. of PAC97*, 2693 (1997).
- [56] T. Nakanishi, M. Yamamoto, N. Yamamoto, S. Okumi, F. Furuta, M. Kuwahara, K. Naniwa, K. Yasui, H. Kobayakawa, Y. Takashima, H. Matsumoto, M. Kuriki, and M. Yoshioka, “Ultra-High-Vacuum Problem for 200 keV Polarized Electron Gun with NEA-GaAs Photocathode”, *Proc of LINAC04*, 201 (2004).
- [57] S. Zhang, D. Hardy, G. Neil, and M. Shinn, “Characterization and Performance of a High-Power Solid-State Laser for a High-Current Photocathode” *Proc. of FEL05*, 351 (2005).
- [58] C. Hernandez-Garcia, “Status of JLab-FEL DC High Voltage GaAs Photogun”, *Proc of ERL07* (<http://www.astec.ac.uk/ERL07/wg1.htm>).
- [59] Dimitre G. Ouzounov, Ivan V. Bazarov, Bruce Dunham, Charles Sinclair, Shian Zhou, and Frank W. Wise, “The Laser System for the ERL Electron Source at Cornell University”, *Proc. of PAC07*, 530 (2007).
- [60] A. Tünnermann, T. Schreiber, F. Röser, A. Liem, S. Höfer, H. Zellmer, S. Nolte, and J. Limpert, *J. Phys. B* **38**, S681 (2005).
- [61] 熊谷寛夫 責任編集, “加速器”, 実験物理学講座 28 共立出版 (1975).
- [62] Kaiser systems, <http://www.kaisersystems.com>
- [63] S. G. Anderson and J. B. Rosenzweig, G. P. LeSage, and J. K. Crane, *Phys. Rev. STAB* **5**, 014201 (2002).
- [64] B. M. Dunham, L. S. Cardman, and C. K. Sinclair, “Emittance Measurements for the Illinois/CEBAF Polarized Electron Source”, *Proc. of PAC95*, 1030 (1995).
- [65] I. V. Bazarov, B. M. Dunham, F. Hannon, Y. Li, X. Liu, Y. Miyajima, D. G. Ouzounov, and C. K. Sinclair, “Thermal Emittance Measurements from Negative Electron Affinity Photocathodes”, *Proc. of PAC07*, 1221 (2007).
- [66] P. Hartmann, J. Bermuth, D. v. Harrach, J. Hoffmann, S. Köbis, E. Reichert, K. Aulenbacher, J. Schuler, and M. Steigerwald, *J. Appl. Phys.* **86**, 2245 (1999).
- [67] 西森信行、永井良治、飯島北斗、羽島良一、沢村勝、本田洋介、武藤俊哉, “ERL 高輝度電子銃ビーム診断のための偏向空洞の特性”, 第 5 回日本加速器学会年会プロシーディングス (2008).
- [68] A. Krycuk, J. Fugitt, A. Johnson, R. Kazimi, and L. Turlington, “Construction of the CEBAF RF Separator”, *Proc. of PAC93*, 939 (1993).
- [69] S. Belomestnykh, V. Shemelin, K. Smolenski, V. Veshcherevich, “Deflecting Cavity for Beam Diagnostics in ERL Injector”, *Proc. of PAC07*, 2331 (2007).
- [70] Ivan V. Bazarov, Dimitre G. Ouzounov, Bruce M. Dunham, Sergey A. Belomestnykh, Yulin Li, Xianghong Liu, Robert E. Meller, John Sikora, Charles K. Sinclair, Frank W. Wise, and Tsukasa Miyajima, *Phys. Rev. STAB* **11**, 040702 (2008).
- [71] Ivan V. Bazarov, Bruce M. Dunham, Yulin Li, Xianghong Liu, Dimitre G. Ouzounov, Charles K. Sinclair, Fay Hannon, and Tsukasa Miyajima, *J. Appl. Phys.* **103**, 054901 (2008).
- [72] R. Akre L. Bentson, P. Emma, P. Krejcik, “Bunch Length Measurements Using a Transverse RF Deflecting Structure in the SLAC Linac”, *Proc. of EPAC02*, 1882 (2002).
- [73] David Alesini, Giampiero Di Pirro, Luca Ficcadenti, Andrea Mostacci, Luigi Palumbo, James Rosenzweig, Cristina Vaccarezza, *NIMA* **568**, 488 (2006).
- [74] 大竹雄次、前坂比呂和、井上忍、柳田謙一、東谷篤志、恵郷博文、矢橋牧名、富澤宏光、新竹積, “XFEL のためのビーム診断システムの開発現状報告”, 第 5 回日本加速器学会年会プロシーディングス (2008).
- [75] M. Sawamura, R. Nagai, N. Kikuzawa, N. Nishimori, E. J. Minehara, and M. Sugimoto, “電子ビーム圧縮の測定と計算との比較”, 第 21 回リアック研究会プロシーディングス, 317 (1996).
- [76] 作美明、上田徹、富澤宏光、三好邦博、神戸浩多、上坂充, “東大 RF 電子銃におけるアンチモン系カソードの試運転”, 第 5 回日本加速器学会年会プロシーディングス (2008).

- [77] D. H. Dowell, K. J. Davis, K. D. Friddell, E. L. Tyson, C. A. Lancaster, L. Milliman, R. E. Rodenburg, T. Aas, M. Bemes, S. Z. Bethel, P. E. Johnson, K. Murphy, and C. Whelen, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2035 (1993).
- [78] D. H. Dowell, S. Z. Bethel, and K. D. Friddell, *NIM A* **356**, 167 (1995).
- [79] David H. Dowell, John W. Lewellen, Dinh Nguyen, and Robert Rimmer, *NIM A* **557**, 61 (2006).
- [80] R. Dei-Cas, P. Balleyguier, J. Bardy, A. Bertin, Cl. Bonetti, F. Coçu, J.P. De Brion, J. Frehaut, G. Haouat, J.P. Girardeau-Montaut, A. Herscovici, D. Iracane, S. Joly, J.P. Laget, H. Leboutet, J.G. Marmouget, Y. Pranal, J. Sigaud, S. Striby, J. Vouillarmet, and P. YVON, with the Collaboration of THOMSON-CSF, *NIM A* **285**, 320 (1989).
- [81] J. -G. Marmouget, A. Binet, Ph. Guimbal, and J. -L. Coacolo, "Present Performance of the Low-Emittance, High-Bunch Charge ELSA Photo-Injected Linac", *Proc. of EPAC02*, 1795 (2002).
- [82] Steve Lidia, "Development of a High Brightness VHF Electron Source at LBNL", *Proc of ERL07* (<http://www.astec.ac.uk/ERL07/wg1.htm>).
- [83] J. Teichert, A. Arnold, A. Büchner, H. Büttig, D. Janssen, M. Justus, U. Lehnert, P. Michel, P. Murcek, R. Schurig, G. Staats, F. Staufenbiel, R. Xiang, "First Operation Results of the Superconducting Photoinjector at ELBE", *Proc. of EPAC08*, 2755 (2008).
- [84] Jochen Teichert, "Status of the Superconducting RF Photo-injector Development", *Proc of ERL07* (<http://www.astec.ac.uk/ERL07/wg1.htm>).
- [85] Andrew Burrill, "Status of the BNL 703 MHz photoinjector", *Proc of ERL07* (<http://www.astec.ac.uk/ERL07/wg1.htm>).
- [86] V. N. Litvinenko, et al., "R&D Energy Recovery Linac at Brookhaven National Laboratory", *Proc. of EPAC08*, 193 (2008).
- [87] T. Rao, A. Burrill, X.Y. Chang, J. Smedley, T. Nishitani, C. Hernandez Garcia, M. Poelker, E. Seddon, F.E. Hannon, C.K. Sinclair, J. Lewellen, and D. Feldman, *NIM A* **557**, 124 (2006).
- [88] Triveni Rao, "Status of Diamond Secondary emitter photocathode", *Proc of ERL07* (<http://www.astec.ac.uk/ERL07/wg1.htm>).
- [89] R.F. Koontz, *IEEE Trans. Nuclear Scien.* **26**, 4129 (1979).
- [90] N. Nishimori, R. Nagai, R. Hajima, T. Shizuma, M. Sawamura, N. Kikuzawa, and E. J. Minehara, *NIMA* **445**, 432 (2000).
- [91] N. Nishimori, R. Nagai, R. Hajima, T. Shizuma, and E. J. Minehara, "A Thermionic Electron Gun System for the JAERI Superconducting FEL", *Proc of EPAC00*, 1672 (2000).
- [92] G. R. Neil, C. L. Bohn, S. V. Benson, G. Biallas, D. Douglas, H. F. Dylla, R. Evans, J. Fugitt, A. Grippo, J. Gubeli, R. Hill, K. Jordan, R. Li, L. Merminga, P. Piot, J. Preble, M. Shinn, T. Siggins, R. Walker, and B. Yunn, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 662 (2000).
- [93] N. Nishimori, R. Hajima, R. Nagai, and E. J. Minehara, *NIMA* **475**, 266 (2001).
- [94] E.A. Kuper and V.K. Ovchar, in *Proceedings of the Third Symposium on APR (JAERI-Conf 2002-008)*, 165 (2002).
- [95] B. A. Baklakov, A. M. Batrakov, V. P. Bolotin, Y. A. Evtushenko, N. G. Gavrilov, E. I. Gorniker, D. A. Kairan, M. A. Kholopov, V. V. Kolmogorov, E. I. Kolobanov, A. A. Kondakov, S. A. Krutikhin, V. V. Kubarev, G. N. Kulipanov, E. A. Kuper, I. V. Kuptsov, G. Ya. Kurkin, L. E. Medvedev, A. S. Medvedko, E. G. Miginsky, S.V. Miginsky, L.A. Mironenko, A.D. Oreshkov, V.K. Ovchar, A.K. Petrov, V.M. Petrov, V.M. Popik, I.K. Sedlyarov, T.V. Shaftan, M.A. Scheglov, O.A. Shevchenko, E.I. Shubin, A.N. Skrinsky, S.V. Tararyshkin, A.G. Tribendis, V.F. Veremeenko, N.A. Vinokurov, P.D. Vobly, N.I. Zinevich, *NIMA* **470**, 60 (2001).
- [96] N. Nishimori, R. Hajima, N. Kikuzawa, E. J. Minehara, R. Nagai, and M. Sawamura, "20.8 MHz Electron Gun System for an Energy Recover Linac FEL at JAERI", *Proc. of APAC04*, 625 (2004).
- [97] N. Nishimori, R. Hajima, H. Iijima, N. Kikuzawa, E. Minehara, R. Nagai, T. Nishitani, and M. Sawamura, "FEL Oscillation with a High Extraction Efficiency at JAEA ERL FEL", *Proc. of FEL06*, 625 (2006).
- [98] R. Hajima, N. Nishimori, R. Nagai, and E. J. Minehara, *NIMA* **475**, 270 (2001).
- [99] N. Nishimori, R. Hajima, R. Nagai, and E. J. Minehara, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5707 (2001).
- [100] V. Volkov, E. Kenjebulatov, S. Krutikhin, G. Kurkin, V. Petrov, I. Sedlyarov, and N. Vinokurov, "Thermo-Cathode RF Gun for BINP Race-Track Microtron-Recuperator", *Proc. of EPAC08*, 2213 (2008).