

FDTD 法による熱陰極 RF 電子銃の 3 次元シミュレーション

神藤勝啓, 浜広幸, 日出富士雄, 宮本篤, 田中拓海

東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設

〒982-0826 宮城県仙台市太白区三神峯 1-2-1

概要

東北大放射光計画で入射器の更新を行う際に、熱陰極 RF 電子銃の導入を考えている。通常の熱陰極 RF 電子銃では、逆流電子による陰極の熱暴走が大きな問題となる。しかし、その機構は未だ十分に分かっていないので、これを理解する必要がある。

本計画で新たに導入する熱陰極 RF 電子銃の設計を行うために、FDTD 法を用いて 3 次元のビームシミュレーションを行った。電子銃の陰極表面から出た電子の高周波電磁場中での振る舞いを時間発展的に見ることで、電子銃から引き出されるビームの性質や、陰極表面へ向かう逆流電子の様子を調べた。

1. はじめに

東北大学原子核理学研究施設（核理研）では、将来計画である放射光施設の加速器設計を行っている[1]。核理研に既存の 1.2 GeV ブースターリングを入射器として、光源用 1.5 GeV 蓄積リングを新たに設置する計画である。1.2 GeV ブースターシンクロトロンには、これまで 30 年あまり稼働してきた前段入射器に替わって、現在設計中の前段入射器から 150 MeV の電子ビームを供給する。この前段入射器は熱陰極 RF 電子銃と 4 本の加速管からなる線形加速器で構成されている。

熱陰極 RF 電子銃は、高圧ステージが不要で、単純な構成であり、低繰り返し、数 μ s 程度のマクロパルスビームをシンクロトロンに入射するにも都合の良い電子源である。ビームエミッタンスも 10~30 $\pi\mu$ rad 程度と小さく、バンチ長を FEL などを利用するピーク電流に圧縮できる [2]。しかし、現在まで熱陰極 RF 電子銃を用いた加速器はあまり存在していない。高周波電場で逆向きに加速された電子の陰極表面への衝突によって、陰極が熱暴走する効果（Back-Bombardment 効果, BB 効果）が電子源としての更なる開発を妨げている。この効果を抑えるために、大抵の施設では経験的に外部より偏向磁場を印加して逆流電子を陰極表面から逸らすことが行われている[3]。

核理研では、設計段階でこの RF 電子銃の BB 効果を最小にするために、FDTD (Finite Difference Time Domain) 法で電磁場解析を行う 3 次元粒子シミュレーションコードを開発してきた。これを用いて、RF 電子銃より取り出される電子ビームの特性を調べた。また逆流電子の空間分布や外部に設置した偏向磁場の有効性についても数値的に調べた。

2. シミュレーションのための数式

2.1 FDTD 法の Maxwell の方程式への適用

Maxwell の方程式は時間に依存しているため、時間領域まで拡張した差分法で解くために、

$$\vec{E}^n = \vec{E}(t_0 + n\Delta t) \quad (1)$$

と時間の定義を行う。ここで、 t_0 は基準となる時刻、 Δt は時間ステップ、 n は繰り返し回数である。この定義を用いて、時間領域での中間差分より Maxwell 方程式は、

$$\epsilon \frac{\vec{E}^n - \vec{E}^{n-1}}{\Delta t} = \nabla \times \vec{H}^{n-1/2} - \vec{J}^{n-1/2} \quad (2)$$

$$\mu \frac{\vec{H}^{n+1/2} - \vec{H}^{n-1/2}}{\Delta t} = -\nabla \times \vec{E}^n \quad (3)$$

と表される。これらの式より、 n 回目の電場 \vec{E}^n はその半ステップ前の磁場 $\vec{H}^{n-1/2}$ と電流密度 $\vec{J}^{n-1/2}$ 、1 ステップ前の電場 \vec{E}^{n-1} によって計算される Leap-Frog アルゴリズムを用いる。磁場 $\vec{H}^{n+1/2}$ についても同様である。

FDTD 法は時間と空間で差分化する方法であるため、差分法で用いる格子の寸法が波長に比べて

$$v_{\max} \Delta t \leq \left\{ \frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

と十分に小さくしないと、不安定解になる。ここで、 v_{\max} は電磁波の最大の位相速度、 Δx 、 Δy 、 Δz はそれぞれの方向の空間ステップであり、時間ステップ Δt はこの条件を満たす。

RF 電子銃をモデル化して解く際に、その表面での境界条件には完全導体を用いた。RF 電子銃の出口には、Mur の 1 次の吸収境界条件[4]を用いた。このコードでは、電子の運動とマイクロ波の伝搬を切り離して考えないので、空間電荷効果やビーム負荷も取り込まれる。

本シミュレーションでの主目的は、熱陰極 RF 電子銃の全般的な特性を知ることであり、計算時間を節約するために、空間及び時間ステップを比較的大きく ($\Delta x, \Delta y, \Delta z = 2$ mm, $\Delta t = 3$ ps) した。

2.2 電子の運動方程式

電子の運動方程式

$$\frac{d\vec{\beta}}{dt} = -\frac{e\sqrt{1-\beta^2}}{m_0 c} \left\{ \vec{E} + c\vec{\beta} \times \vec{B} - (\vec{E} \cdot \vec{\beta})\vec{\beta} \right\} \quad (5)$$

は、Runge-Kutta 法を用いて数値的に解いた。ここで、 e 、 m_0 はそれぞれ電子の単位電荷、静止質量、 c は光速、 β は

光速比である。FDTD の計算での各時間ステップ間の電磁場は電子の運動を解くために補間をした。そして、新たに求めた電流密度を含めて、次のステップの電磁場を計算した。

3. 熱陰極 RF 電子銃

本研究では、OCS (On-axis coupled 3-cell cavity structure) の RF 電子銃[5]をモデル化して、電磁場解析を行った。空洞の形状は以下の条件を満たすように決定した。

1. 加速モード ($\pi/2$ モード) の共振周波数は 2.856 GHz.
2. 他のモードの共振周波数は加速モードの共振周波数から十分に離れている。
3. BB パワーを軽減するために、陰極表面の電場は低い (ビーム軸上の最大電場の半分程度)。
4. ビームの運動エネルギーは約 1MeV であり、同様に低い BB パワーを目指している。

図 1 にモデル化した RF 電子銃の形状と陰極表面でのビーム進行方向の電場 E_z が最大の時の電場 E_z の空間分布 (濃淡) 及びビーム軸上の電場 E_z の大きさ (実線) を示す。

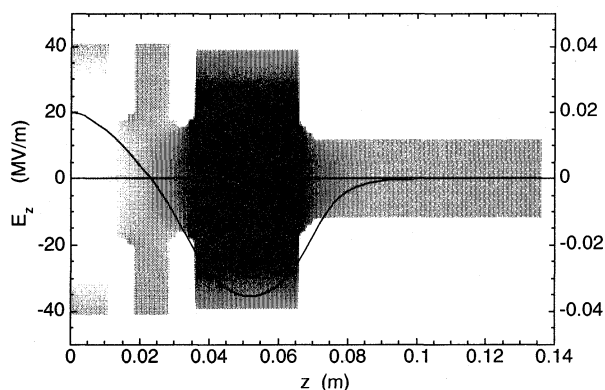


図 1: RF 電子銃の形状と電場 E_z の空間分布

4. ビームシミュレーション結果

4.1 引き出されたビームの特性

直径 6 mm のディスペンサーカソードを想定して、その表面全体で一定の放出電子電流密度を仮定した。図 2 に計算結果の一例を示す。電流密度は 30 A/cm^2 、陰極表面での最大加速電場は 20 MV/m である。図 2(a) に示すように、ビームの運動エネルギーは、ビームが電子銃より出てくる時刻に比例しており、これはエネルギー選択やパンチ圧縮に望ましいことである。ピークの運動エネルギーは約 1 MeV であり、通常の光陰極を用いた入射器に比べて低いが、電子銃で高エネルギーにすると BB がより強くなる危険性があると思われる。電子はビームの中核によく集まっているので、エネルギー幅も時間幅も非常に狭いということが分かる。

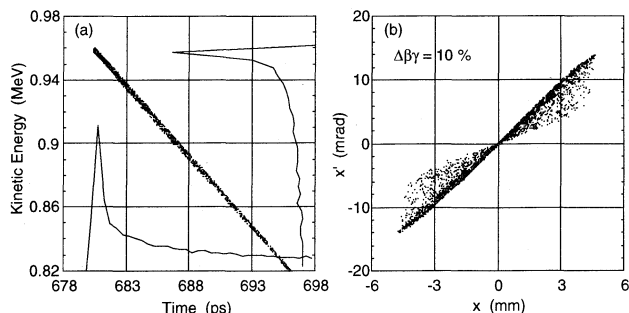


図 2: RF 電子銃より引き出されたビームの特性

4.2 エミッタンスとビーム電流

図 3 にエネルギー幅 $\Delta\beta\gamma$ が最大エネルギー $\beta\gamma$ から 1%, 5%, 10% の時の RF 1 周期で平均したビーム電流と規格化エミッタンスを示す。図 3(a) に示すように、ビーム電流は電子電流密度に比例している。図 3(b) に示すように、エネルギー幅 $\Delta\beta\gamma$ が 10% と大きいときには、エミッタンスは電子電流密度に対して急激に増大している。これはビームが電子銃から出てくるまでの間に、時間に依存した横方向電場がエミッタンスに影響を与えているためである。空間電荷力は図 3 (b) の曲線の傾きと見なすことが出来る。実際の運転では、大ビーム電流でありながらも、エミッタンスが小さいので、 $\Delta\beta\gamma$ は 5% 程度が良いと思われる。

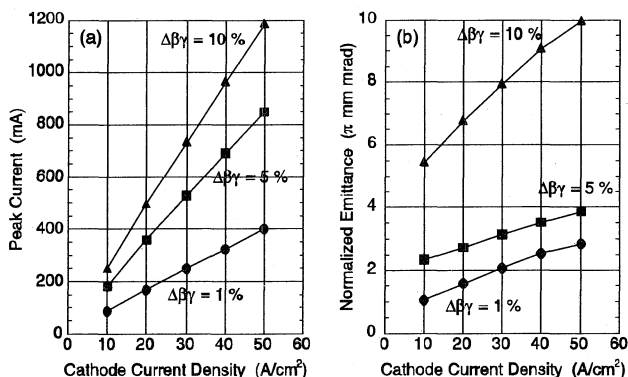


図 3: ビーム電流とエミッタンスの電流密度依存性

4.3 BB に対する偏向磁場の効果

図 4 に示すように、陰極表面への逆流電子には 2 つのグループがあることが分かった。1 つは低い運動エネルギーで陰極表面に衝突する電子群で、これは最初の空洞からすぐに表面に戻ってくる。もう 1 つは陰極表面に高エネルギーで衝突する電子群であり、3 番目の加速空洞から戻ってきて、陰極表面の中央に集束される。図 4 に示すように、高エネルギーの電子群の電子数は全体として僅かではあるが、陰極表面に与えるパワーは低エネルギー電子群に比べて大きい[6]。 30 A/cm^2 の電子電流密度の場合、RF1 周期で平均した電子銃から引き出されるビームパワーは 1.21 MW であり、一方その間の BB パワーは 277 kW であった。

外部偏向磁場を印加して BB パワーを軽減した場合についても試みた。シミュレーションでは、50 Gauss の理想的な偏向磁場で最初の空洞を覆った。図 5 に示すように、

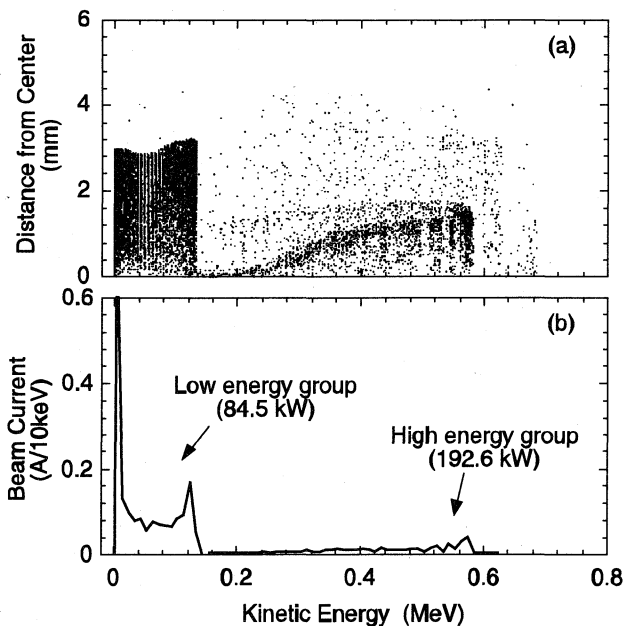


図4： 逆流電子の運動エネルギーに対する陰極表面での位置と電子量

偏向磁場を印加することによって、陰極表面全体が受けるBBパワーは264 kWから81 kWに軽減した。これは外部磁場によって高エネルギー電子群が陰極表面から逸れたためである。しかし、低エネルギー電子は殆ど同じ状態である。低エネルギー電子は軌道長が短すぎるために、偏向磁場を印加しても陰極表面に衝突してしまう。

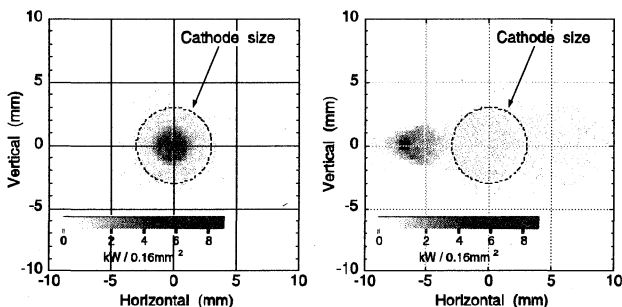


図5： 陰極表面に衝突した逆流電子の分布 (a)偏向磁場なし (b)偏向磁場 50 Gauss

4.4 陰極の小型化

BB効果を更に軽減するために、実際の加速器ではLaB₆のような小型の陰極が用いられている[7]。シミュレーションでは、直径2 mmの陰極を用いた。表面より放出される電子電流が直径6 mmの陰極の場合と同じであると仮定したので、電子電流密度は9倍にした。高エネルギー電子群の空間分布は広がっているが、高電荷密度のために空間電荷効果のためであると思われる。しかし、図6(a)に示すように、低エネルギー電子群の殆どが陰極表面上に衝突しており、陰極表面が受ける全BBパワーは119 kWであった。偏向磁場を印加することにより全BBパワーは60 kWまで軽減したが、直径6 mmの陰極の場合と大差はない。直径2 mmの陰極表面が受けるBBパワー密度は直径6 mmの場合と比べると、はるかに大きい。BB効果に対するLaB₆陰

極の長所は、その面積の大きさに由来しない。LaB₆のような低仕事関数の陰極材の運転温度は高いので、BBによる温度上昇が相対的に小さいためであると考えられる。

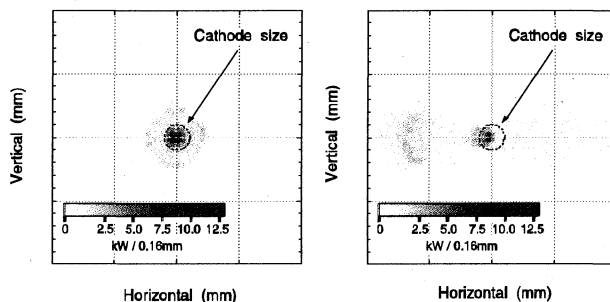


図6： 小型陰極の陰極表面での逆流電子のパワー分布 (a)偏向磁場なし (b)偏向磁場 50 Gauss

5. まとめとこれからの予定、課題

3次元FDTDコードを用いたOCSのRF電子銃の数値シミュレーションで、大ビーム電流、低エミッタンス、短パルス長の良いビーム性能であることが示された。また、外部偏向磁場は、高エネルギーの逆流電子を軽減するには有効であると思われる。しかし、低エネルギーの逆流電子によるBB効果を完全に除去することは出来ない。単純な構造をもつ熱陰極RF電子銃の更なる発展のためには、この問題を解決する新しい方法が強く望まれる。

今後の課題として、マイクロ波供給の過渡期でのビームダイナミクスやビームローディングのビーム特性への影響などを調べる必要がある。FDTD法は電磁波の伝搬と電荷の運動を扱うことが出来るので、シミュレーションコードを更に改良していく予定である。また、RF電子銃のテスト機を製作する予定である。シミュレーション結果と直接比較することで、製作した電子銃の性能の発展を促進させる予定である。

参考文献

- [1] H. Hama, *et al.*, Proc. of the 8th Int'l Conf. on Synchrotron Radiation Instruments., San Francisco, Aug.25-29 2003 (To be published), 日出富士雄 他 本プロシーディングス。
- [2] M. Yokoyama, *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A 475 (2001), 38, S. V. Benson, *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A 250 (1986), 39.
- [3] C. B. MacKee and J. M. J. Maday, Nucl. Instrum. and Meth. A 296 (1990), 716.
- [4] G. Mur, IEEE Trans. Electromagn. Compat., Vol. EMC-23 (1981), 377.
- [5] E. A. Knapp, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 39 (1968), 979.
- [6] Y. Yamamoto, *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A 393 (1997), 443.
- [7] M. Kawai, private communications.