

Beam Transport in the Injection Line of the FEL Linac at Nihon University

T. Tanaka, K. Hayakawa, K. Sato, Y. Matsubara and Y. Torizuka
Atomic Energy Research Institute, Nihon University
7-24-1 Narashinodai, Funabashi, 274 Japan

Abstract

A thermionic microwave electron gun will be used as the electron source of the FEL linac at Nihon University. The electron beam extracted from the gun has a quite small transverse emittance, but has a broad energy spectrum. Therefore the beam bunching and analysing system is required in the injection line of the linac. An analysis of the beam bunching characteristics of an α -magnet and the overall geometry of the injection line have been performed with a computer simulation.

日大 FEL リニアック入射系ビーム輸送

1. はじめに

日本大学では、KEK、電総研、動燃、東北大との協力研究で自由電子レーザーの開発を進めている¹⁾。自由電子レーザーの発振を目的とする加速器の電子ビームには、高輝度・低エミッタンスが要求される。この特性は電子銃からビームを引き出して線形加速器に入射するまでの間でほぼ決定される。目標とするビームは、最大エネルギー125MeVでマクロパルス電流200mA、ミクロパルス電流20A以上(バンチ長1mm以下)、エネルギー幅0.5%以下である。これを通常のDC電子銃によって得られる100~200kV程度の電子ビームを集群させて線形加速器に入射して実現すると、集群させる過程において空間電荷効果が大きく寄与して低エミッタンスのビームを得ることが難しくなる。

その点、マイクロ波電子銃では数10MV/mの高電場で一気に1MeV程度加速することが出来るため、ビーム引出時においても、その後のビーム輸送においても空間電荷効果の寄与は小さくなり、エミッタンスの増加が抑制される。

一方、マイクロ波電子銃からのビーム引出のシミュレーションから、引き出されたビームのマイクロ波1周期分についてみると、ビームの先頭で最大エネルギーかつ最大電荷量で後方ではどちらも単調減少することが分かっている。これを集群して線形加速器に入射する際には、引き出されたビームのうち先頭付近の一部だけを使うが、エネルギーが高いためにDC電子銃からのビームのように直線上での速度変調による集群は現実的ではなく、 α 電磁石によるエネルギー分散と行路差を利用してビームを選択・

集群する方法を採用する^{2),3)}。

本報告ではマイクロ波電子銃のビーム引出シミュレーションで得られたビームの分布を基に、線形加速器に入射するまでのビーム輸送系、およびビーム輸送系でのビームの振る舞いと特性について述べる。

2. ビーム輸送系の構成

α 電磁石における磁場は、電磁石入口までは磁場が無く、奥に行くにしたがって強度が高くなる。この場合、適当な傾斜の磁場とビーム入射角を与えるとビーム軌道は「 α 」の文字に似た形状となり、ビームの入口と出口を同じ点にし、かつ無分散とすることが出来る。実際には製作の容易さを考え、四極電磁石を縦に半割りにした構造の電磁石を製作し、入口からの距離に比例した磁場強度を採用することにした。マイクロ波電子銃から最初の加速管入口までのビーム輸送系の概略を図1に示す。

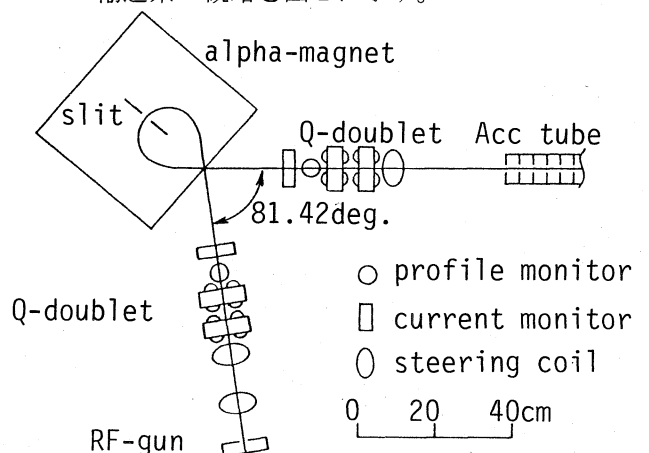


図1 リニアック入射ビーム輸送系における α 電磁石を用いたビームバンチングシステムの構成。

マイクロ波電子銃から取り出されたあとの飛行距離は電子のエネルギー E によってほぼ決定するため、ある時刻における取り出されたビームの軌道に沿った分布は、必要とするビームの中心エネルギー E_0 との差のべき級数で表して

$$S(E) = C_1(E - E_0) + C_2(E - E_0)^2 + \dots \quad (1)$$

のように書くことが出来る。

α 電磁石の前後の自由空間長の合計を l_f 、 α 電磁石中での軌道長を l_α 、磁場勾配を G 、速度を β とすると、

$$l_\alpha = a_\alpha \sqrt{E\beta} \quad (a_\alpha = 0.2681/\sqrt{G}) \quad (2)$$

であることから、(1)式の一次までを考えるとエネルギー E の電子の全軌道長 $L(E)$ は

$$L(E) = l_f + a_\alpha - C_1(E - E_0) \quad (3)$$

となる。このときの電子の飛行時間 $t(E)$ は真空中の光速度を c として

$$t(E) = L(E)/(c\beta) \quad (4)$$

である。したがって空間電荷効果を無視すればビームがエネルギー差の一次のオーダーで加速管入口でパンチされる条件

$$t(E) = \text{Const.} \quad ([dt(E)/dE]_{E=E_0} = 0) \quad (5)$$

により、中心エネルギーの電子の速度を β_0 として

$$\frac{1}{\sqrt{E_0\beta_0}} \left(\beta_0 - \frac{1}{\beta_0} \right) l_f + \left(\beta_0 - \frac{1}{2\beta_0} \right) a_\alpha - C_1 \sqrt{E_0\beta_0} = 0 \quad (6)$$

の関係が得られる。 α 電磁石の磁場勾配と前後の自由空間長は基本的にこの条件を満たすように選ばれるが、空間電荷効果を考慮するとビームが最短に集群される位置はビームの電流値によって異なるため、シミュレーションによってその振る舞いを調べる必要がある。

ビームの横方向の運動については、マイクロ波電子銃から引き出されたビームの発散、 α 電磁石自体のビーム収束作用、および空間電荷効果によるビームの発散を考慮して α 電磁石の前後に収束用の四極電磁石を配置する必要がある。ビーム断面の対称性から四極電磁石はトリプレットとするほうが良いが、電磁石を配置するスペースの制限から、ダブルットとした。

同時に、ビームが最短に集群される条件と、現実に α 電磁石で作られる磁場勾配と軌道も考慮し、さらにビームのモニターを行う装置を配置する空間、ステアリングコイルを設置する空間の確保を総合的に判断して自由空間の長さを決定する必要がある。

図1の構成は、独自に開発したビーム輸送シミュレーションプログラムを用いてビームの振る舞いを調べた結果決定したものである。 α 電磁石中のビーム

軌道の中間点では分散が最大となり、この位置に上限・下限とも可動のスリットを設けている。これにより加速管に入射するビームの中心エネルギーとエネルギー幅を選択することが可能である。

3. ビーム輸送シミュレーション

図1のような入射ビーム輸送系におけるビームの振る舞いと輸送系の構成を決定するためには、そもそもマイクロ波電子銃から引き出されるビームの縦方向と横方向の位相空間における分布を知る必要がある。これについては本研究会において発表されるマイクロ波電子銃の開発において行った、ビーム引出のシミュレーションの結果を利用した。

この結果によると、マイクロ波電子銃のカソードから1Aのビームが引き出されたとき、カソードから約10cmの位置にビームの先頭が到達したときの縦方向と横方向のビームの分布は図2のようになる。

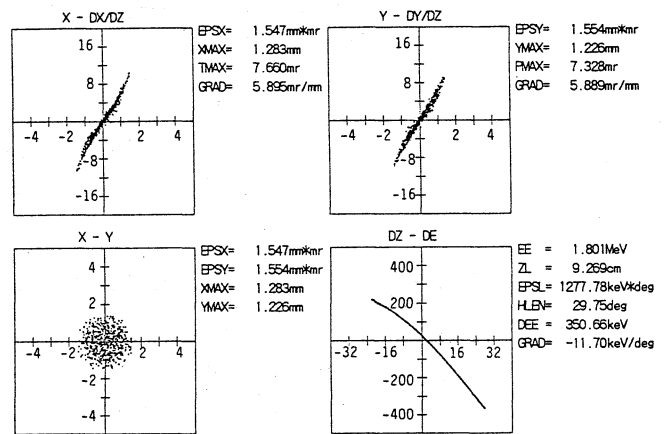


図2 マイクロ波電子銃から引き出されたビームの分布。最大全エネルギー約2.04MeV、マイクロ波電子銃での最大加速エネルギー約1.53MeV。

ここで、電子銃の外に引き出された電子のうち、最大全エネルギーの約70%より低いエネルギーのものはビーム輸送シミュレーションでは重要ではないため除いてある。最大全エネルギーは、電子銃の空洞で期待できる最大付近の2.04MeVで、このときのビーム電流は390mA、エミッタンスは $1.55\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ である。

ビーム輸送のシミュレーションには独自に開発したプログラムSPREADを用いた。このプログラムは元々CW電子加速器のシミュレーションを行うために開発したものであるが、 α 電磁石と進行波型加速管に対応するよう改良を行った。このプログラムによりマイクロ波電子銃から引き出されたビームが加速

管入口で最短に集束される条件を求め、それに基づいて α 電磁石の設計を行った。

α 電磁石中でのビーム軌道と磁場勾配は通過させるビームのエネルギーと自由空間長によって大きく異なる。入射ビーム輸送系を設置する空間的な制限とマイクロ波電子銃で加速できる最大エネルギーの範囲(1~1.5MeV)を考慮して、いくつかのビーム引出エネルギーについてシミュレーションを繰り返した結果、 α 電磁石中での中心ビーム軌道の奥行きを最小11cm、最大21cmの間で可変として設計した。また、マイクロ波電子銃のカソードから加速管入口までの自由空間長は153cmで、そのうちカソードから α 電磁石までの距離は75cmとした。

図2に示されたビーム引出のシミュレーション結果を用い、その後のビーム輸送系でのビーム集束・収束のシミュレーションを行った結果を図3および図4に示す。

α 電磁石の磁場勾配を110G/cm、 α 電磁石中の軌道の中心に置かれたスリットの幅を20mmとしたとき、 α 電磁石通過直後のビームの中心エネルギーは1.93MeV、電流は190mA、エネルギー幅は230keVとなった。このとき加速管入口でビームは最短に集束され、バンチ長はマイクロ波位相で 2.4° 、エネルギー幅は210keVとなった。 α 電磁石通過直後と加速管入口でエネルギー幅が異なるのは空間電荷効果による。

また、エミッタンスは水平方向で $6.1\pi\text{mm}\cdot\text{mr}$ 、垂直方向で $3.1\pi\text{mm}\cdot\text{mr}$ となった。電子銃出口でのエミッタンスに比べ水平方向で4倍、垂直方向で2倍となったが、これは空間電荷効果の影響と、エネルギー幅が全エネルギーの $\pm 5\%$ もあるために四極電磁石と α 電磁石での収差が寄与している。水平方向と垂直方向でエミッタンスが異なるのは収差が対称にならないためである。

電子銃から引き出されるビームの最大エネルギーが低くなるに連れて加速管入口でのバンチ長は長くなり、エミッタンスも増大する。最大エネルギー1.6MeVの場合には加速管入口でのバンチ長は約 5° 、エミッタンスは水平方向で $7.8\pi\text{mm}\cdot\text{mr}$ となる。これはマイクロ波電子銃から引き出される電子の縦方向の分布が加速電場に依存しエネルギーが高いほど集束しやすい分布になること、空間電荷効果はエネルギーが高いほど弱くなること、またエネルギーが高いほど必要とするビーム電流が得られる相対的なエネルギー幅が狭くなり、収差の影響が小さくなるこ

とが原因として挙げられる。

4. まとめ

熱陰極マイクロ波電子銃から引き出されたエネルギー幅10数%のビームを、 α 電磁石を用いることで加速管入口でのバンチ長を数度に出来ること、またエミッタンスも全エネルギー1.93MeVで $6\pi\text{mm}\cdot\text{mr}$ 程度に出来ることが計算機シミュレーションによって確かめられた。

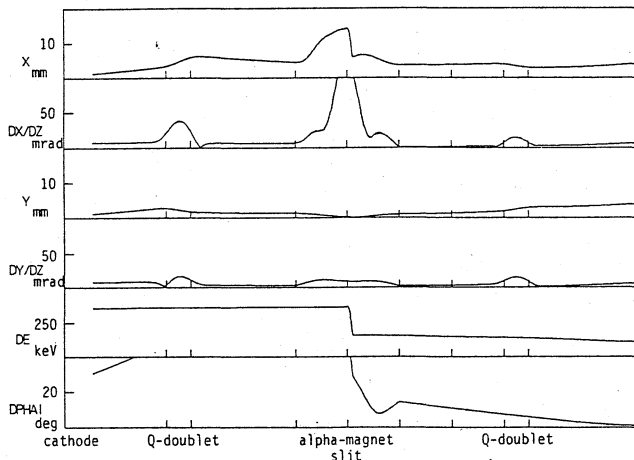


図3 マイクロ波電子銃出口から加速管入口までのビーム輸送シミュレーションの結果。上から水平方向のビームサイズ、発散角度、垂直方向のビームサイズ、発散角度、エネルギー幅、バンチ長。全て半値。

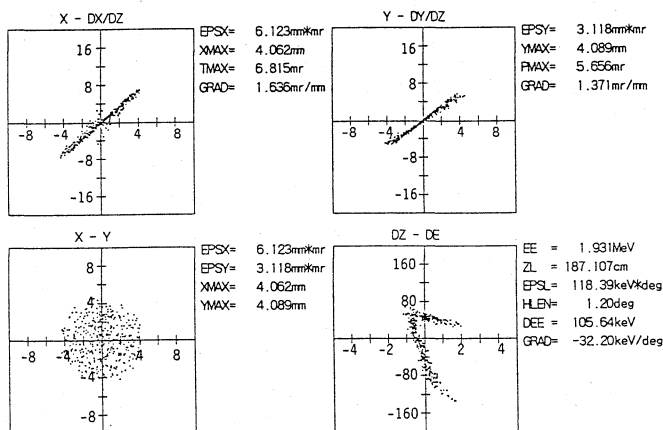


図4 加速管入口でのビームの位相空間分布。

References

- 1) Y. Torizuka et al., Proc. 19th Linear Acc. Meeting in Japan, (1994) 19.
- 2) H. A. Enge, Rev. Sci. Instr., 34 (1963) 385.
- 3) S. V. Benson et al., Nucl. Instr. and Meth., A272 (1988) 22.