

DESIGN OF A BEAM TRANSPORT LINE BETWEEN THE RFQ AND THE DTL FOR THE 1-GEV PROTON LINAC

Takao KATO

KEK, National Laboratory for High Energy Physics

Oho 1-1, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken, 305, Japan

ABSTRACT

A beam transport line between the RFQ and the drift tube linac (DTL) for the 1-GeV proton linac was designed using four computer codes, MAGIC, BTSCF, BTFIT, and LEPT. The last three codes include the effects of the space-charge. The calculated results show no increase in the transverse emittance and about a 20%-increase in the longitudinal emittance for a 20-mA bunched proton beam. Properties of the beam line are studied in connection with the effects on the final beam qualities after a long acceleration with the 1-GeV proton linac. The effects of transverse mismatch at the DTL injection, arising from the difference in the calculation method between the code BTSCF and LEPT, are discussed.

1 GeV 陽子リニアックのRFQとDTLの間のビームラインの設計

1. はじめに

最近の高エネルギー陽子リニアックでは、ドリフトチューブリニアック (DTL) の入射器として、従来使われていた静電型の加速器に替わってRFQが使用される。RFQの使用により、その後の加速過程において多くの利点が得られる。第一は、縦方向のDTL入射時の位相幅が小さく出来る事である。第二はDTLアクセプタンスの境界付近の粒子が無い事により、リニアックの高エネルギー加速管部分において予想されるビームロスに良い影響をもたらす事である。第三は、横方向のエミッタンスに、ある上限が与えられる事である。第四は、DTL入射エネルギーを高く設定出来る事により、DTLの入射部の製作が容易になり、空間電荷効果も減少する事である。従って、RFQとDTLを結ぶビームライン (MEBTと呼ぶ) は、以上述べた良好なビームの性質をビームライン内において劣化させないように、且つ、その後の加速過程においてビームの性質が劣化しないように設計する事が重要となる。大型ハドロン計画¹ (JHP) では、RFQの出力ビームはピーク電流 20 mA、エネルギー 3 MeV となっているので、縦方向と横方向の双方のビームの運動に対して、空間電荷効果が強く作用する。そこで空間電荷効果を取り入れたコンピューターコードを開発し、ビームラインの設計を行なった。特に、DTL入射部の横方向のミスマッチングは、ビームエ

ミッタンスの増加をもたらす事が多いので、注意を払うと共に、運転中にビームパラメーター測定が可能であるビームラインにした。

2. コンピューターコード

空間電荷効果を取り入れてビームトランスポートラインを設計するコードを開発した。バンチを密度が一樣な楕円体で近似して、その運動を扱うコード (BTSCF、BTFIT)、及び多粒子間の空間電荷効果を粒子毎に計算しながらトラッキング計算をおこなういわゆる multi-particle code (LEPT²) である。以上の三つのコードと、電流が 0 mA の時の第一近似用として MAGIC³ とを用いて設計を進めた。

Code BTSCF

Z方向に進む粒子の横方向の運動方程式は

$$\frac{1}{\beta\gamma} \frac{d}{dz} \left(\beta\gamma \frac{dx}{dz} \right) = -k^2 x \quad (1)$$

$$k^2 = k_Q^2 - k_{scf}^2 - k_{rf}^2$$

$$k_Q^2 = \frac{q}{mc^2} \frac{cB'}{\beta\gamma}$$

$$k_{scf}^2 = \frac{q}{mc^2} \frac{\rho M_x}{\epsilon_0 \beta^2 \gamma^3} \quad (2)$$

$$k_{rf}^2 = \frac{q}{mc^2} \frac{\pi E_0 T \cos \phi}{\lambda \beta^3 \gamma^3}$$

$$I = \frac{4\pi}{3} a_x a_y b f \rho$$

k_Q は四極磁石による収束力、 k_{scf} は空間電荷効果、 k_{rf} は高周波加速電場による収束力を表しており、 $\beta=v/c$ 、 $\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$ 、 v は粒子速度、 q は電荷、 m は粒子質量、 B' は収束磁場勾配、 ρ は電荷密度、 Mx は空間電荷の形状因子⁴、 ϵ_0 は誘電率、 E_0 はバンチャーの加速ギャップの平均電場、 T はtransit time factor、 ϕ はギャップ中心におけるrf位相、 $\lambda=c/f$ は波長、 f は高周波周波数、 I は電流、 a_x, a_y は横方向ビーム半径、 b はバンチ長さの半分を表している。方程式(1)は力が一定の場合にはよく知られているように簡単に解けて、次式で表される。

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \frac{\sin \theta}{k} \\ -k \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}, \quad k^2 > 0 \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \theta & \frac{\sinh \theta}{k} \\ k \sinh \theta & \cosh \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}, \quad k^2 < 0 \quad (4)$$

(式の中では k は絶対値とする)

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}, \quad k^2 = 0 \quad (5)$$

但し $q=kL=k(z-z_0)$ 、(4)式の k は絶対値を表し、添え時の0は初期値を表す。

縦方向に働く空間電荷力は Z_s をバンチの中心とすれば次式で表される。

$$E_{scf} = A(z - z_s) \quad (6)$$

$$A = \frac{3 I M_z}{4 \pi \epsilon_0 r^2 b f}$$

ここでは、バンチ半径を r と円形に近似している。運動方程式は p を運動量とすれば

$$\frac{dp}{dt} = qE_{scf} \quad (7)$$

これは、横方向と同様にして解けて

$$\begin{pmatrix} \Delta \phi \\ \Delta w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \theta & \frac{\sinh \theta}{K} \\ K \sinh \theta & \cosh \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \phi_0 \\ \Delta w_0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$k = \sqrt{\frac{qA}{m\gamma}}, \quad K = -\frac{k m c^2 \beta_s^2}{\omega}, \quad \Delta \phi = -\frac{2\pi}{\beta_s \lambda} \Delta z,$$

$\Delta w = m v_s \Delta v, \Delta v = v - v_s, \Delta z = z - z_s, \theta = kt, t = \Delta z / v_s$
長さ L のrfバンチャーは

$$\begin{pmatrix} \Delta \phi \\ \Delta w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ v & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \phi_0 \\ \Delta w_0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

と近似的に表される。但し、 $V=E_0 T L \sin \phi$ はバンチャー電圧である。

以上の方程式を逐次解いてビームの運動を求める。Mac上のTrue Basicにより書かれており、必要なグラフィックスも表示される。

Code BTFIT

横方向のビームマッチングの為に、ビームライン上の任意の4個の収束磁場を最適化するコードである。BTSCFを拡張したものであり、Mac又はHITAC上のFortranでも走る。

Code LEBT

i-粒子に働く空間電荷力を次式により逐次計算しながらmulti-particle beam simulationを行なう。

$$\mathbf{E}_i = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i \neq j} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^3} \quad (10)$$

このコードはスーパーコンピュータHITACS820/80において高速化されるように、Fortranで書かれており、ベクトル化率99.7%以上が得られている。本コードは、空間電荷効果がある時のバンチの振る舞いの調査、BTSCFの計算結果のチェック、エミッタンス増加の計算を含むビームラインの評価等に使用した。入射ビームには、RFQのビームシミュレーションの出力を使用した。

3. MEBTのデザインの概要

ビームラインの計算結果をTable 1に示す。長さは約1.64mであり、8個の四極磁石と、ラインのほぼ中間0.86mに置かれた1個のバンチャー(電圧115kV)から構成される。Fig. 1にベータファンクション(β)の平方根を示す。 β の最大値は約2.2mであり、これはビーム半径5.2mmに相当する。図の中の丸印はCode LEBTの計算結果である。Code BTSCFは多くの近似計算を行なっているが、大勢では二つのコードは一致すると言える。Fig. 2にバンチのエネルギー幅と縦方向長さの変化を示す。空間電荷効果の影響により、エネルギーの広がりが大きく変化する様子がわかる。Fig. 3と4にDTL入射

Table 1 Parameters of the MEBT calculated with the code BTFIT for a 20-mA bunched beam.

| No | Name | Length mm | Total length | Gradient T/m | | Gradient (0 mA beam) |
|----|------|--------------|-----------------|-----------------|-------|-------------------------|
| 1 | LD1 | 90 | 90 | | drift | |
| 2 | QF1 | 60 | 150 | 38.926 | F | 38.926 |
| 3 | LD2 | 120 | 270 | | drift | |
| 4 | QD1 | 50 | 320 | 33.462 | D | 33.462 |
| 5 | LD3 | 260 | 580 | | drift | |
| 6 | QF2 | 50 | 630 | 28.173 | F | 28.173 |
| 7 | LD4 | 80 | 710 | | drift | |
| 8 | QD2 | 50 | 760 | 25.617 | D | 20.00 |
| 9 | LD5 | 200 | 960 | | drift | |
| 10 | QF3 | 50 | 1010 | 13.33 | F | 13.00 |
| 11 | LD6 | 120 | 1130 | | drift | |
| 12 | QD3 | 50 | 1180 | 18.99 | D | 21.60 |
| 13 | LD7 | 180 | 1360 | | drift | |
| 14 | QF4 | 70 | 1430 | 32.51 | F | 32.34 |
| 15 | LD8 | 60 | 1490 | | drift | |
| 16 | QD4 | 70 | 1560 | 42.88 | D | 37.37 |
| 17 | LD9 | 83.5 | 1643.5 | | drift | |

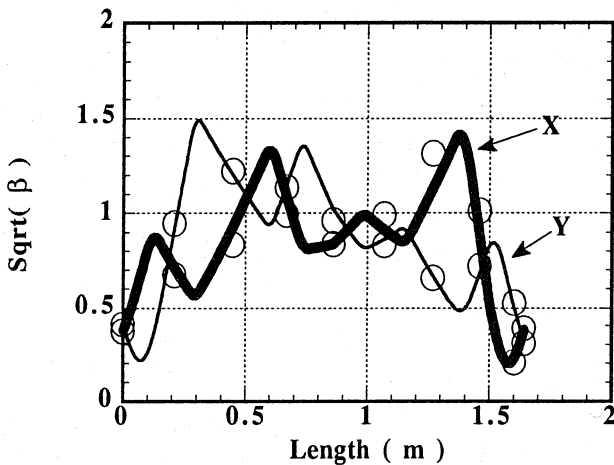


Fig. 1 The square-root of β -functions for the MEBT calculated with the code BTSCF. The circles indicate the results of the code LEBT calculation.

部に於ける横方向のビームマッチングの様子を示す。Table 2に Code LEBTにより計算したエミッタンスの変化を示す。横方向のエミッタンス増加はみられないのに対し、縦方向は約20%の増加が見られる。

3.1 バンチャーの効果

バンチャーは縦方向のビームをDTLアクセプ

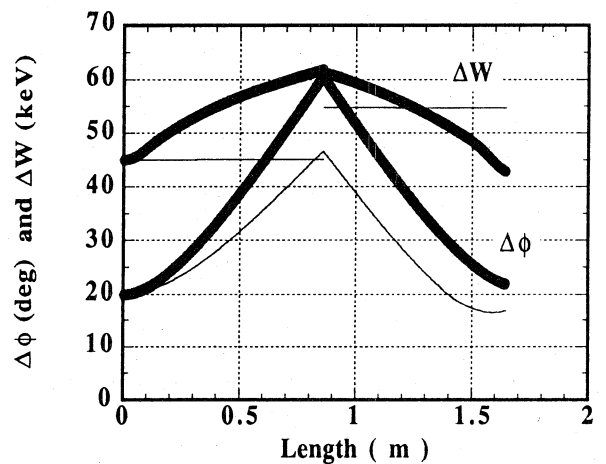


Fig. 2 Variation of the energy and phase half-spreads along the beam line calculated with the code BTSCF. Wide lines correspond to a 20-mA beam, while narrow lines a 0-mA beam.

タンスへ入射させる為に必要であるが、ビームに非線形な力が作用する場合には、ビームの性質の劣化の原因となりうる。横方向の運動では、第一近似では電場による発散力は線形であり、等価的な四極磁石勾配は次式で表される。

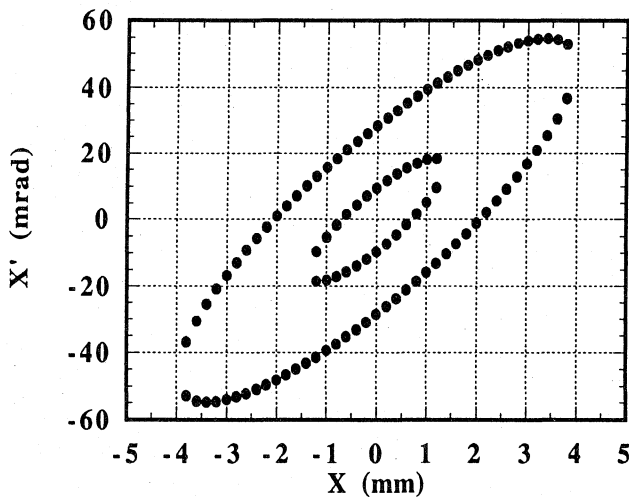


Fig. 3 The calculated output transverse emittance (x-x') for a 20-mA beam with the code BTSCF. The acceptances of the DTL (large ellipse) are also plotted.

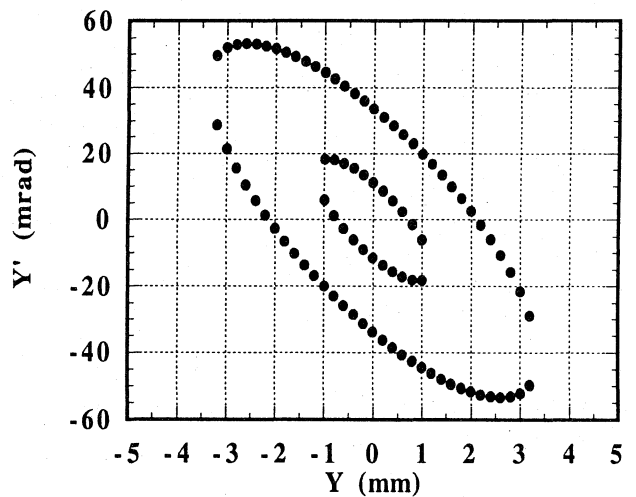


Fig. 4 The calculated output transverse emittance (y-y') for a 20-mA beam with the code BTSCF. The acceptances of the DTL (large ellipse) are also plotted.

Table 2 Emittance variation in the MEBT calculated with the code LEBT.

| | ϵ_x ($\pi\text{cm}\cdot\text{mrad}$) | | ϵ_y ($\pi\text{cm}\cdot\text{mrad}$) | | ϵ_w ($\pi\text{MeV}\cdot\text{deg}$) | |
|----------|---|-------|---|-------|---|-------|
| | rms | 90% | rms | 90% | rms | 90% |
| Entrance | 0.0251 | 0.104 | 0.0262 | 0.108 | 0.060 | 0.297 |
| Exit | 0.0253 | 0.102 | 0.0264 | 0.108 | 0.073 | 0.342 |

$$B'_{eq} = \frac{\pi E_0 T \cos \phi}{c \lambda \beta^2 \gamma^2}$$

この場合は前後の四極磁石の収束力により打ち消す事が出来る。しかし、ビーム半径が大きくなると、変形ベッセル関数で表される電場の高次の項が効いてくるので、横方向のエミッタンス増加の原因となる。本デザインでは、バンチャー付近のビーム半径を小さくする設計となっており、Code LEBT の計算結果によれば無視できる大きさになっている。縦方向の運動に関しては、電場が SIN 関数で表されるので、バンチの広がりが大きくなると非線形な効果は大きくなる。本設計では、バンチャーにおけるバンチの全半幅は 55 度であり、90% 半幅は 32 度である。縦方向のエミッタンス増加は Table 2 に見られるように 15-20% 増加しているが、逆に 100% エミッタンスは 17% 減少している。又、MEBT を通過する事によりビームの field energy⁵ は 13% 減少しており、これは、バンチ内の粒子分布が変化して一様化が進んだ事を表している。縦方向のエミッタンス増加が許容できるかどうかは、ビームを 1 GeV まで加速してみて判断するのが適当である。そこで、MEBT を通さずに、RFQ ビームを直接 DTL に入射

Table 3 Comparison of the output emittances (90%) for a 20-mA beam at an energy of 1 GeV between the simulations with the direct-injection and with the LEBT-injection. The energy spreads (90% full) are also listed.

| | ϵ_x | ϵ_y | ϵ_w | Δw |
|------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|------------|
| | $\pi\text{cm}\cdot\text{mrad}$ | $\pi\text{cm}\cdot\text{mrad}$ | $\pi\text{MeV}\cdot\text{deg}$ | MeV |
| Direct-injection | 0.124 | 0.111 | 3.72 | 1.44 |
| LEBT-injection | 0.119 | 0.115 | 4.92 | 1.56 |

させる方式 (Direct-injection) と比較してみる。どちらの場合も横方向のマッチングをほぼ正確に行なっており、電流 20 mA の空間電荷効果を入れている。DTL 計算は Code PARMILA、150 - 1000 MeV (CCL) の計算は Code PROEND⁶ により行なった。結果を Table 3 に示す。LEBT-injection 方式では、90% 縦エミッタンスは 30%、100% 縦エミッタンスは 7% 大きくなっている。横方向エミッタンスとエネルギー幅には、大きな差は見られない。Fig. 5,6 に 1 GeV の縦方向出力エミッタンスを示す。これらの結果から判断すれば、MEBT における rms 及び 90% 縦エミッタンスの増加は、その後の加速過程においては、無視出来る量と思われる。

3.2 DTL への入射とマッチング

Table 4 Comparison of the output emittances at the DTL exit between the matched-injection and the slightly mismatched-injection into the DTL.

| | ϵ_x ($\mu\text{cm} \cdot \text{mrad}$) | | ϵ_y ($\mu\text{cm} \cdot \text{mrad}$) | | ϵ_w ($\pi\text{MeV} \cdot \text{deg}$) | |
|------------|---|-------|---|-------|---|-------|
| | rms | 90% | rms | 90% | rms | 90% |
| Matched | 0.0262 | 0.109 | 0.0278 | 0.115 | 0.159 | 0.704 |
| Mismatched | 0.0287 | 0.117 | 0.0272 | 0.115 | 0.161 | 0.714 |

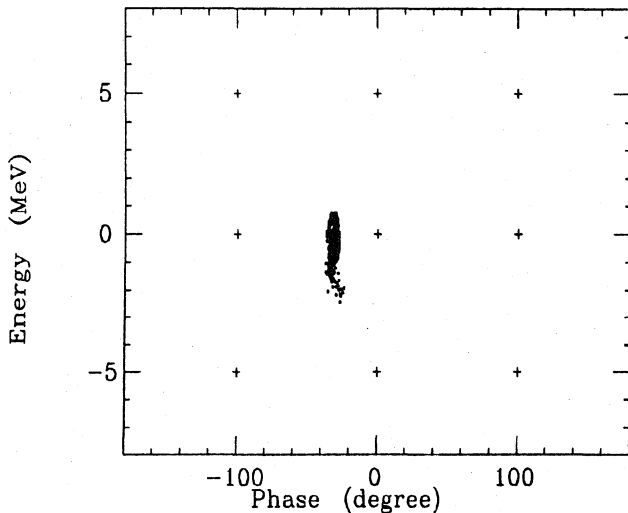


Fig. 5 The calculated output longitudinal emittance for a 20-mA beam after accelerations by the DTL and the CCL. The output beam from the RFQ was directly injected into the DTL without any beam lines.

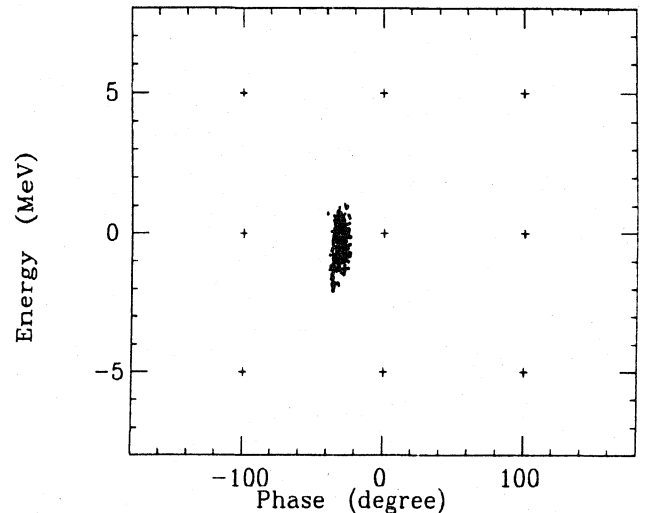


Fig. 6 The calculated output longitudinal emittance for a 20-mA beam after accelerations by the DTL and the CCL. The output beam from the RFQ was injected into the DTL after traversing the MEBT calculated with the code LEBT.

BTSCF はLEBT に比べて、数多くの近似計算を行なっている。一様分布するビームを仮定して、空間電荷効果も円形な対称ビームの計算結果を使っている。この場合、横方向のビームの非対称性が大きいと誤差が大きくなる。rfギャップの計算法においても、非線形な効果は入っていない等の近似をしている。反面、Code LEBT はバンチを数千から数万の粒子で近似する事を除けば、より優れた計算法を採用している。従って、BTSCF の計算に使用したパラメーターをLEBT に入れて計算すると、結果が僅かに違ってくる。即ち、DTL 入射において僅かながらミスマッチを生じてしまうのである。(空間電荷効果がなく、一様な粒子分布を仮定すれば、両者の結果は殆ど一致する事は確認している。)そこで、Code LEBT が計算したビームをそのままDTL に入射させる場合と、入射前にDTLの横アクセプタンスに正確にマッチさせてから入射させる場合とを比較してみる。結果をTable 4 に示す。僅かのエミッタンスの形の差により、x 方向では10% 近くのエミッタンス増加が DTL 内で生じる事がわかる。これに反して、y 方向ではエミッタンス増加は

起こっていない。この増加の非対称性の原因の一つは、空間電荷効果がある場合のDTL アクセプタンスの求め方にあるのではないかと考えている。問題は、こうした少しのマッチングのずれにより、エミッタンス増加が起こる事にあり、計算上ではこの点に注意が必要であり、現実のビーム加速に適用する場合には、補正のチューニングが必要となる事を意味している。

参考文献

1. M. Kihara, Proc. Advanced Hadron Facility Accelerator Design Workshop, Los Alamos, p.4 (1988). Y. Yamazaki et al., p.80 (1988).
2. T. Kato, KEK Report 91-10 (1991).
3. A. S. King, M. J. Lee, and W. W. Lee, SLAC-183, RL-75-110, EPIC/MC/86, UC-28 (1975).
4. R. L. Gluckstern, "Space-Charge Effects," in Linear Accelerators, p.827.
5. T. P. Wangler et al., Nucl. Sci. 32, 2196 (1985), I. Hofmann and J. Struckmeier, Particle Accelerators 21, 69 (1987).
6. KEK-Internal 88-8 p.137, KEK Internal 90-16 p.211.