

PLA / 95 / 2
95 / 4 / 24

1 GeV リニアック検討資料

1 GeV LINAC DESIGN NOTE

題目 (TITLE) 陽子リニアックのビームダイナミクス

著者 (AUTHOR) 加藤隆夫

概要 (ABSTRACT)

大強度への道は、ある程度の（あまり高くない）ピーク電流と高いデューティ因子によって達成する事が望ましい。マクロな空間電荷効果とマイクロな空間電荷効果（衝突）を、共に考慮するならば、高ければ高い程望ましいという周波数神話は壊れ、両効果の妥協点を求める必要がある。高周波の最終出力段はクライストロンが望ましいという、経験に由来する確信は、現実的な周波数の下限を規定する。縦と横を共に考慮した収束力の可変性への要求が高まっており、これは、周波数の上限を規定する。柔構造のリニアックが望ましい。

KEY WORDS:

Ion source, RFQ, DTL, CCL, Magnet, Monitor, Beam Dynamics,
Transport, Vacuum, Cooling
Klystron, Low level rf, High power rf, Modulator
Control, Operation, Radiation, Others

陽子リニアックのビームダイナミクス

高エネルギー物理学研究所 加藤隆夫

1. はじめに

1987年に1 GeV ワーキンググループは大強度陽子リニアックの提案を行ない、その実現の為に必要と予想される技術開発を行なってきた(参考文献1)。そこでは、ピーク電流 20 mA、平均電流 400 μ A、基本周波数 432 MHz、繰り返し周波数 50Hz のパルスリニアックが想定されている。

このリニアック、特にDTLの実現性は、幾つかの新しい重要な技術開発の予測の上に成り立っていた。第一に、スペックに見合う永久四極磁石が開発可能であるという判断があった。その後の開発は、その判断を実証した。その時点での第二の予測は、20 mA-1 π mm-mrad のH⁺イオン源は遠からず実現するというものであったが、現時点では、20 mA ビームのエミッタンスは、より大きく設定する必要があると判断される。第三の予測は3 MeV-RFQは可能であるというものであり、これはその後の開発により、見事に実証された。

さて、筆者は、更に大強度化を目指す場合の方策を、かつて、提案した(参考文献2)。その要点は次の通りである。

1. あまり大きくないピークビーム電流を選び、
2. あまり高くない繰り返し周波数を選び、
3. 長いビームパルス長さを選択する。

上記結論の背景はここでは省略するが、このような平易な指針が、マシンの性格を殆ど決めてしまうといえる。

問題は、リニアックが後続のリングの「要請」に答えなければいけない点にある。リニアックにとって望ましい事は、リングにとっては逆効果である場合がある。要求仕様が目まぐるしく変化する事もありえよう。そうした場合に、どのようなリニアックを想定しておく事が最大多数の利益になるのか。その為の小論としたい。

2. 周波数の選定

周波数の選定において重要な諸因子を列挙すると、

- 1) 縦及び横のビームの運動に対して、空間電荷効果を考慮して適切な収束力が保持出来る事。
- 2) DTL の四極磁石が可能である事。
- 3) クライストロンが使用可能な事。
- 4) ACS が可能である事。
- 5) コスト。

以下で簡単な検討を行なうが、周波数の選定を議論する場合には、議論の土俵が人により異なる為に、無用の混乱が起こる場合がある。そこで、本稿では、以下の仮定をして議論を進める。

- 1) 入射ビームのエミッタンスは、周波数によらず一定である。
- 2) DTL 内部の四極磁石の長さは、セル長さの半分とする。
- 3) DTL 入り口の位相進み(FDFDの収束系)は60度程度(電流ゼロ)とする。
- 4) 最大電流 30 mA のもとで、基本パラメーターについては、空間電荷効果を考慮せずに議論を行なう。
- 5) DTL 入射エネルギーは3 MeV とする。

2.1 ビーム孔半径の設定

ラインのベータ関数の最大 β_{\max} は式(1)で与えられる。

$$\beta_{\max} = \frac{2L[1+(1-\Lambda/2)\Lambda\theta_0^2/2]}{\sin\mu} \quad (1)$$

$$\theta_0^2 = \frac{1-\cos\mu}{\Lambda^2(1/2-\Lambda/3)} \quad (2)$$

ここで、 $\theta_0/L = k$ であり、 k は位相振動の波数、 $L = \beta\lambda$ はセル長、 $\beta = v/c$ 、 λ はRF波長、 Λ は四極磁石長さとのセル長さの比、 μ は横方向位相振動の位相進み(周期 $2L$)である。上式より、 β_{\max} は波長に比例する事がわかる。従って、ビームの大きさは、波長の平方根に比例する。そこで、ビーム孔半径は波長の平方根に比例して選ぶ事が適当である。

2.2 四極磁石の磁場勾配

横方向の位相進みと必要な磁場勾配の関係は、次式で与えられる。

$$B' = \frac{mc^2}{q} \frac{\beta\gamma}{c} \frac{\theta_0^2}{L^2} \quad (3)$$

$$B' \propto \frac{f^2}{\beta} \quad (4)$$

m は陽子質量、 q は単位電荷を表す。従って、必要な磁場勾配は周波数の平方に比例し、且つ入射速度に反比例する。図1に位相進み 60° の場合を示す。図2に磁極表面磁場を示す。表1にこれらの結果をまとめて示す。アクセプタンスは次式で与えられる。

$$A = \frac{\pi a_0^2}{\beta_{\max}} \quad (5)$$

従って、ビーム孔半径 a_0 を波長の平方根に比例して変化させれば、アクセプタンスは、周波数によらず一定値となる。

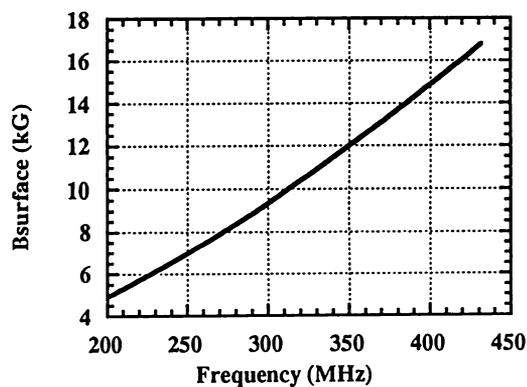
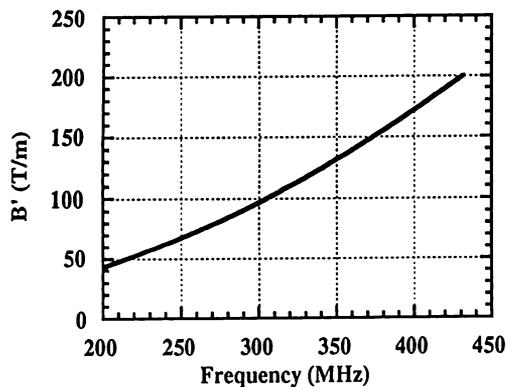


図1 位相進み 60° を得る為に必要な磁場勾配の周波数依存性

図2 四極磁石表面の磁場 (3 MeV入射、 $\mu=60^\circ$)

表1 周波数に依存する入射点 (3 MeV) の基本パラメーター

周波数 MHz	セル長さ mm	β_{\max} m	ビーム孔半径 mm	磁石半径 mm	B' T/m	Bsurface kG
201	119.0	0.395	9.37	11.37	43.4	4.94
300	79.7	0.264	7.67	9.67	96.7	9.35
324	73.8	0.245	7.38	9.38	112.7	10.6
350	68.3	0.227	7.10	9.10	131.6	12.0
432	55.4	0.184	6.39	8.39	200.4	16.8

電磁石の場合には、磁極表面磁場が 10 kG を大きく越えるものは、作りにくいと考えるのが妥当である。従って、入射エネルギーが 3 MeV で、電磁石を使用する場合には、選択周波数の上限は、表 1 に関して言えば、324 MHz となる。

更に高い周波数を選択する為には、必要な部分の四極磁石を永久磁石で作るか、又は、DTL への入射ビームエネルギーを高くして、必要となる磁場勾配を下げる方法がある (図 3)。前者の方法では、電磁石を使って得られる、チューンが変えられるという最大の長所を、ほとんど喪失してしまう結果となり、ポリシーに欠ける。後者の場合は、RFQ の加速エネルギーをあげる事によって可能となる。この場合、RFQ が RF 的に独立な 2 個のタンクとなるならば、二つのタンクの高周波の位相と振幅の相関という新たなチューニングパラメーターが増える事になり、RFQ は収束と加速を同じ高周波で行なうのでパラメーターが少なくチューニングが簡単であるという長所がくずれる。更に、二次元加工によるペインの製作法を用いる場合には、理論と実際の電磁場分布に大きな乖離 (高次成分の増加等) を生じ、この部分は、いまだに実験的には精密に検証されていない。従って、加速ビームに対する理論的な予測には、現状では不定部分が多くあり、ここに、タンクを RF 的に複数個にしたときのチューニングに対する不安の原因がある。

2.3 エミッタンスの増加

空間電荷効果自体の作用と、それを媒介としての作用の二通りの仕組みにより、空間電荷効果はビームのエミッタンスの増加をもたらし、加速ビームを劣化させる。

エミッタンスの増加は基本的には次式であらわされる。

$$\frac{\epsilon_f}{\epsilon_i} = \left(1 + 2 \frac{k_0^2}{k_i^2} h \right)^{1/2} \quad (6)$$

ここで、 ϵ_i と ϵ_f は、始めと終りのエミッタンス、 k_0 はゼロ電流の収束力、 k_i は空間電荷を含む収束力、 h はエミッタンス増加をもたらす原因となるべきエネルギー源をあらわし、例えば、

- 1) 電荷の分布状態に依存する field energy、
- 2) 収束力に由来する振動エネルギー、
- 3) 収束力に由来する位置エネルギー、

などが考えられる。夫々のエネルギーは、空間の自由度 3 に対応する成分に分ける事が出来るが、この自由度に関しては、最終的に適当にエネルギーが分配されるという法則があり、これを equipartitioning と呼ぶ。従って、上記 3 項のエネルギーが終状態においては、夫々の自由度の間にてバランスされなければならないという意味で、

- 4) equipartitioning、

および、終状態までの過程は、縦横の収束力に依存する意味から

- 5) ビームラインの収束パラメーターと、それ自体の非線形性、

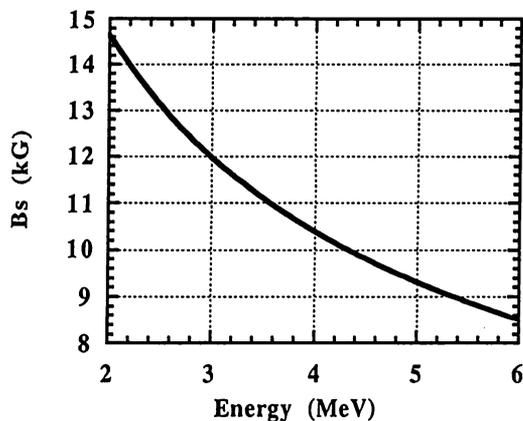


図3 磁石表面磁場と入射エネルギーの関係 (周波数 350 MHz)。

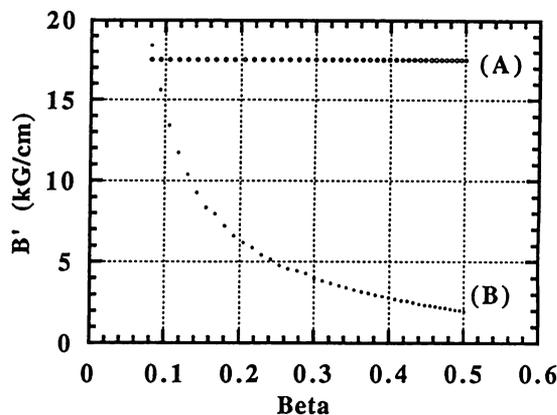


図4 加速過程における磁場勾配の変化。
(A) 磁場勾配一定の時。
(B) equipartitioning が成立している時。

が、意味をもつ事になる。

電荷分布の非一様性に由来するエミッタンス増加を考える。この場合には (6) 式は

$$\frac{\epsilon_f}{\epsilon_i} = \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{k_0^2}{k_i^2} - 1 \right) \frac{U}{w_0} \right)^{1/2} \quad (7)$$

とあらわされる。ここで、 U/w_0 はビーム内の電荷分布の非一様性に由来するエネルギーをあらわし、ガウス分布では 0.308 となる。上式を space-charge parameter μ_t を使って書き直すと、

$$\frac{\epsilon_f}{\epsilon_i} = \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_t}{1 - \mu_t} \right) \frac{U}{w_0} \right)^{1/2} \quad (8)$$

$$\mu_t = 1 - \frac{k_i^2}{k_0^2} = 1 - \frac{\sigma_i^2}{\sigma_0^2} \quad (9)$$

表2 周波数による加速パラメーターの相違

Frequency	201	300	324	350	432	MHz
Emittance (90%)	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	π cm·mrad
Eacc	2	2	2	2	2	MV/m
Beam radius	2.45	1.85	1.77	1.69	1.47	mm
$\Delta\phi$	6.4	8.5	9.0	9.6	11.6	degree
B'	43.3	96.5	112.6	131.4	200.2	kG/cm
σ_x^0	60	60	60	60	60	degree
σ_x	42.4	50.0	51.1	52.2	54.4	degree
σ_x/σ_x^0	0.71	0.83	0.85	0.87	0.91	
μ_t	0.50	0.31	0.27	0.24	0.18	
EGF	5.0	2.3	1.9	1.6	1.1	%

EGF : emittance growth factor

となる。ここで σ は横方向振動の位相進みをあらわす。space-charge parameter μ_1 は、収束力とビームサイズの両方に依存するパラメーターであり、その周波数依存性は次式で近似出来る。

$$\mu_1 \propto \frac{N}{a^2 z_m k_0^2} \quad (10)$$

ここで、 N はバンチ内の粒子数、 z_m はバンチの長さを表すので、 $a^2 z_m$ はバンチの体積に比例する量、波数 $k_0 = \sigma_0 / 2\beta\lambda$ は収束の位相進みと周期に関連している。周波数に依存しない一定の電場を仮定すれば、ビーム半径 a は、波長の平方根に比例し、 z_m は波長の1/4乗に比例するので、 μ_1 は波長の7/4乗に比例する。高い周波数が望まれる所以である。

具体的なパラメーターを検討する為に、ここではある一定の加速電場 (2 MV/m) を設定した上で、equipartitioning が成立するような入射時の値を求めてみた。その場合のビームパラメーターが、実際のビームに比べて近似の許容範囲内に収まるかどうかは、別の検討対象となる。表2にビーム電流30 mAの場合の結果をまとめて示す。200 MHzと300 MHzは空間電荷効果の働きにおいて大きな差(約2倍)があるが、300 MHzと350 MHzの差は約30%である事がわかる。

3. 空間電荷効果

ここでいう空間電荷効果は、粒子の間に働くクーロン相互作用を意味する。その力は次式で表される。

$$\mathbf{F}_i = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j \neq i}^N \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^3} \quad (11)$$

この式に従って直接計算する事は、 N が大きくなれば、一見して大変だとわかる。そこで遠距離力という力の性質を利用して、ポテンシャルで記述出来るような平均化された電場と、着目する粒子に極めて近づいた特定の粒子からの力を分けて記述する近似がよく使われ、

$$\mathbf{F}_i = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} q\phi_s(\mathbf{r}, t) + \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_j \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^3} \quad (12)$$

となる。

一般に流通しているリニアックの計算機シミュレーションソフトは、軸対称を仮定して、(12)式の第1項を取り入れている。これは、空間電荷効果を大雑把に調べる事には適用出来るが、大強度陽子リニアックのシミュレーションにはやや力不足である。微小なビームロスが問題となっている今日では、第2項の衝突の項まで取り込んで、議論を行なう必要があるだろう。衝突を含む計算はおそらく式(12)を使う場合が殆どであろう。その理由は、式(11)による計算は、あまりに膨大になりすぎて実用的ではないと信じられており、これは1980年代の書物にも記されている(参考文献3)。計算機の能力の進歩がなければ、式(11)を使う計算はできない。1994年に筆者が発表したコードLINSAC(参考文献4)は、式(11)の相互作用を厳密に取り入れており、予備的ではあるが、新たな結果を生んでいる。第一に、加速パラメーターと縦と横とのエミッタンス増加の関係が計算結果に一層正しく反映されるようになった。第二に、陽子リニアックでは、衝突は全然問題にならないとする説が流布していたが、全体の性質に与える影響は弱くても、ビーム損失の観点からみれば効果が存在する。第三に、前項を踏まえて、どうすれば衝突の影響を回避できるかがあきらかとなり、これは、加速パラメーターの選択に影響を与える。従って、大強度の高エネルギー陽子リニアックにおいては、今後衝突の効果をふまえた設計が必要であろう。なお、式(11)を用いる場合には、加速ギャップの電場及び収束磁場を三次元的に正確に記述して計算を行なう事が必要であろう。平均した場をつかう計算と三次元の厳密な計算とは、衝突の観点から見ると、計算過程における軌道や運動エネルギーがまったく異なる異質なものである。

4. 加速過程の検討

筆者は以前のレポートで、高エネルギー CCL (coupled-cell linac) 加速過程において、横方向の位相進みを一定に保つ方法と、次第に位相進みを遅くしていく方法の二つを計算して、結論としては、「現時点では、電磁石で双方ともを設定可能にしておけば充分である」と書いた(文献5)。これは、位相進み一定のシミュレーションが、ビームの暴れを惹起すると思われたので、その改善策を提案したのであった。そうした方法が理論的な裏付けを以て提案されている(文献6)。それは、equipartitioning が成り立つように入射させて、縦と横の収束力を加速過程で一定に保つという方法である。ビームをマッチングさせて入射させた時のエンベロップ方程式(バンチビームの場合)は次式で表される。

$$k_{x0}^2 a - \frac{3 N r_c}{2 \beta_0^2 \gamma_0^3} \frac{1}{a z_m} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{a}{\gamma_0 z_m} \right) - \frac{\epsilon_{nx}^2}{\beta_0^2 \gamma_0^2 a^3} = 0 \quad (13)$$

$$k_{z0}^2 z_m - \frac{N r_c}{\beta_0^2 \gamma_0^4} \frac{1}{a z_m} - \frac{\epsilon_{nz}^2}{\beta_0^2 \gamma_0^6 z_m^3} = 0 \quad (14)$$

ここで

$$r_c = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2} \quad (15)$$

$$k_{x0} = \frac{\sigma_{x0}}{2\beta_0 \lambda} \quad (16)$$

$$k_{z0} = \left(-\frac{2\pi q E_m \sin \phi_0}{\lambda m c^2 \beta_0^3 \gamma_0^3} \right)^{1/2} \quad (17)$$

$$\epsilon_{nx} = \beta_0 \gamma_0 \epsilon_x = \beta_0 \gamma_0 k_x a^2 \quad (18)$$

$$\epsilon_{nz} = \beta_0 \gamma_0^3 \epsilon_{zz'} = \beta_0 \gamma_0^3 k_z z_m^2 \quad (19)$$

である。 $E_m = E_0 T$ は加速電場、 $\sin \phi_0$ は高周波位相、 ϵ_0 は真空中誘電率、 N はバンチ内の粒子数を表す。上の関係から、あるエネルギーに於て $(\beta_0 \gamma_0)$ ある収束力(縦 k_{z0} と横 k_{x0}) を与えれば、それに対応して、ビームの縦と横のサイズ (z_m , a) 及びビーム電流の効果を含む収束力 (k_z , k_x) が、与えられた入射ビームの条件のもとで、逐次加速過程において決められる事がわかる。入射時点において、equipartitioning が成立するようなパラメーターを選ぶ。即ち、次式が成立するようにエミッタンスと収束力を選ぶ。

$$\frac{\epsilon_{nx} k_x}{\epsilon_{nz} k_z} = 1 \quad (20)$$

加速過程においても、この関係が成り立つように選ぶ事は可能である。コード LINSAC は、加速過程で発生するエミッタンス増加を仮定して、加速過程のパラメーターの設定が、行なえる機能を備えている。具体的には、加速電場を加速管内で一定に保つ場合には、横方向の位相進みを漸次弱めていく事になり、ビーム半径は次第に増加する。入射時点での、空間電荷効果を含まない横方向の位相進みを 60° に設定した上で、DTL の加速過程全域で磁場勾配を一定に保った時 (A) と、equipartitioning が成り立つように位相進みを変えた時 (B) との磁場勾配変化の様子を図4に示す。タイプ (B) のように変化させる事は新たな問題を生む事も予想される。例えば、この方法では、必然的にビームサイズが大きくなるので、ドリフトチューブのビーム孔半径をタイプ (A) に比べて一層大きく設定する必要がある。きめ細かな設計をあわせ

れば、魅力的な設計方法と言える。

式(20)からわかるように、equipartitioningを保つという事は、縦横の規格化エミッタンスが保存する場合には、縦と横の収束力の比を一定に保つ事を意味する。ゼロ電流の場合に、加速電場を一定に保つと、式(17)より、縦方向の収束力は $\beta^{-3/2}$ に比例する。これに対して、横方向の収束力は、位相進みを一定に保つとすれば、式(16)より $1/\beta$ に比例するから、加速に従って、縦方向の力が相対的に弱まる事になる。縦横の収束力の比をどのように変化させるのが良いかは、そのリニアックで実現出来る加速パラメータとなっているかどうか、大きな拘束条件になり、位相振動を介して加速管の構造とも関連するから、最終的には、精密なシミュレーションで決める事が求められる。

以上より、ビームの微細なチューニング及び定常運転以上の大強度ビームテストを予定する場合には、横方向の収束力が柔軟に変化出来る事が望ましい事が、結論される。なぜならば、建設後に縦方向の収束力を変化させる事は陽子リニアックでは殆ど不可能であり、大強度ビームになればなるほど、空間電荷効果を相殺するために、横方向の収束力に対して微細なチューニングを行なう事が重要になるからである。

5. 衝突の効果 (ビーム内衝突)

新しい計算コードLINSACの優れている点は、バンチ内衝突の効果を詳しく調べられる点にある。ここでいう衝突は、2個の粒子が互いに近づく事により、受ける力がある一定の値以上になる現象を選別しており、所謂マクロな空間電荷効果と対をなすものである(式14参照)。こうした衝突は、バンチの体積が小さくなれば、起こる頻度が増加する事、バンチの体積が小さい場合には、最大の衝突の力(統計的なもの)も大きくなる事が予想される。

衝突確率が粒子密度に比例すると仮定すれば、単位長さ当たりの全衝突頻度は次式の形になる。

$$N_{\text{col}} \propto \frac{I^2}{V f} \propto f^{1/4}$$

I は電流、 V はバンチの体積、 f は周波数を表す。これより、周波数は低い方が望ましく、同一周波数であれば、バンチの体積を大きくするような収束法を採用する事が望ましい。

ここで、space-charge parameter μ との比較をしておこう。 μ は、収束全体を反映するパラメータなので、電荷密度と収束の周期とに依存する量となる。しかし、衝突に関する量は、系の収束の周期には依存しない量であるから、両者の周波数依存性に違いがあらわれるのである。 μ だけを問題にすれば、周波数は高ければ高いほど良い事になるが、衝突まで含めて考えれば、両者を、その重要度に応じて取り込むようなデザインが望ましい事になる。

シミュレーションにおける2体の衝突効果を評価する為に、夫々のマクロ粒子が作る電場に以下の補正項を入れて計算を行なう。

$$E = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2 + \delta^2} \quad (21)$$

$$\delta = \alpha \frac{r_s}{2} \quad (22)$$

ここで、 Q は1個のマクロ粒子が持つ電荷数、 r_s はマクロ粒子間の平均距離、 α は自由パラメータを表す。簡単の為に $N_s=1600$ 個の球形バンチの場合に式(21)がどのような形になるかを図5-6に示す。 $\alpha=1$ の場合(図5)には、空間電荷力は式(12)の第1項で表される線形成分に近くなっている事がわかる。このそれぞれの場合について、ビームを3 MeVから148 MeVまで加速した時の、ビームの横方向エミッタンスの増加を図7に示す。 α が小さくなるに従って、エミッタンス増加は大きくなるが、その変化の割合は10%程度であり、無視できる大きさと評価出来る。

前述のように、種々の原因により、加速過程においてビームのエミッタンス増加が起こる。コード

LINSACは、縦と横の運動のカップリングを自然な形で(特別な近似を入れないで)考慮しているので、縦と横の収束力と、縦横のエミッタンス増加との関係が、結果に反映される(Equipartitioning)。逆に言えば、このような精密な計算法を採用した為に、縦横のエミッタンス増加の制御が出来るようになったのである。図8に、加速パラメータを変えた時の、縦と横のエミッタンス増加を示した。これらの値の分布は、定性的な考察とは一致しており、加速パラメータの選択に重要な指針を与えるものとなる。

次に大衝突に関しては大きな影響が出る事が予想される。式(21)からわかるように、2粒子の間の距離が近づいて、クーロン力が大きくなる場合に δ の影響は大きく効いてくる。 α を変えた時の、最終ビーム形状を図8-10示す。このシミュレーションでは、ビーム損失を考慮していないので、実際には壁に当たってロスする粒子が最後まで加速されている。従って、これらの図に見られるように空間的に広がって、所謂ビームハローを形成する粒子は、加速過程の途中で徐々に振り落とされるビーム損失となる。ハロー生成の量は、シミュレーションで採用する α の大きさに依存する事がわかるので、ここでは、バンチ幅の横方向分布の標準偏差の6倍以上外側にある粒子をハロー粒子として勘定して、図11に示す。注目すべきは、殆ど線形な電場に近い $\alpha=1$ の場合にも、僅かながらハローの生成が見られる事であり、この事から、 $\alpha=0$ のシミュレーションはハロー生成の量を増大させている点に着目すれば、加速過程の性質を、より一層鮮やかに特徴づける巧妙なシミュレーションと理解されよう。

以上より、ビームの加速過程を逐次的に精確に計算すれば、空間電荷効果の導入により、ビームハローが生成される事が示された。注意すべき事は、ハロー生成は、ビーム加速のパラメータの選び方に

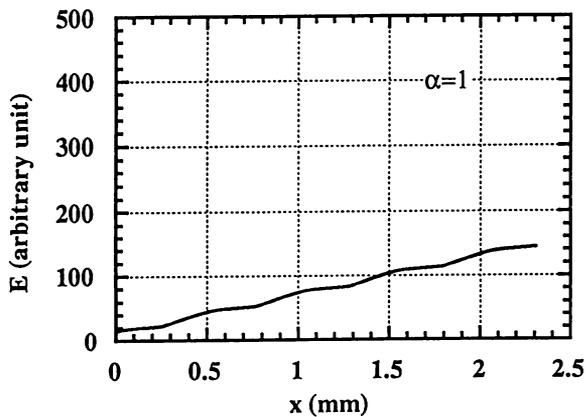


図5 空間電荷による横方向の電場分布 ($\alpha=1$)。

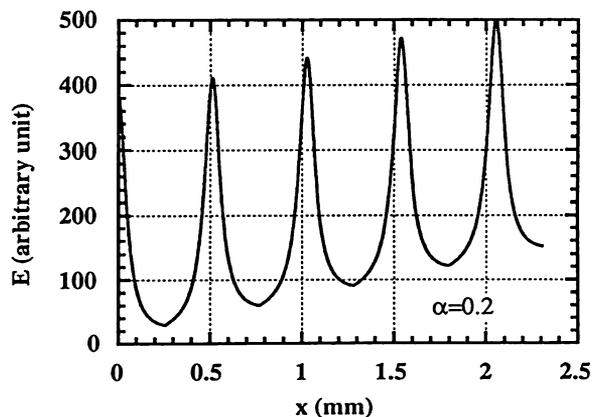


図6 空間電荷による横方向の電場分布 ($\alpha=0.2$)。

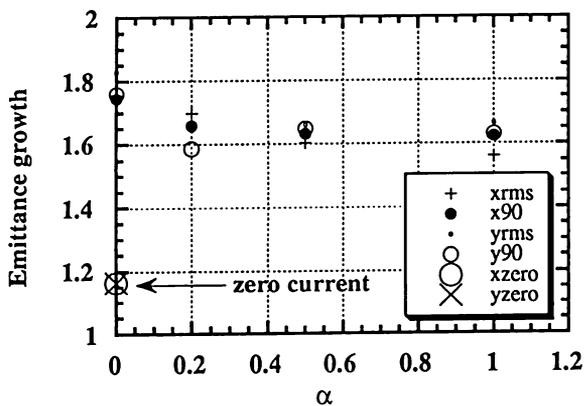


図7 横方向エミッタンス増加の α 依存性。rms はrms エミッタンス、90は90%エミッタンスを示す。

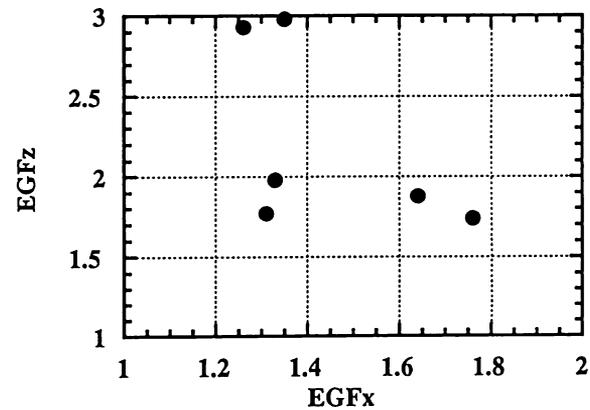


図8 加速パラメータを変えた時の縦方向のエミッタンス増加(EGFz)と横方向エミッタンス増加(EGFx)の分布。

依存している点であり、ここに示したのは、最適加速の場合ではない。

6. 三種類の周波数によるシミュレーション

3種類 (201, 324, 432 MHz) の周波数を使ってシミュレーションを行ない、結果の比較を行なう。夫々の加速管の仕様を表3にまとめた。ここで注意しておきたいのは、周波数が違うリニアックは、加速電場の設定値が異なる場合が多い点である。CWリニアック以外は、その周波数に最適な加速電場を設定する方式が普通採用され、従って、このシミュレーションに用いたリニアックも、加速電場の値が異なり、入射の最適ビームパラメータも、それぞれのリニアックについて異なる。今回のシミュレーションでは、入射ビームのエミッタンスは同じ値に設定し、縦と横のtwiss parameterを変えて、マッチングをとる事にした。入射ビーム (30 mA) には、ガウス分布を用い、規格化90%エミッタンスは 0.8π mm-mrad である。横方向の収束は、全ての加速過程において equipartitioning が成り立つように設定した。図12にエミッタンス増加の計算結果を示す。縦と横のエミッタンス増加の値は加速パラメータの選び方により変化させる事が出来るが、いずれにせよ、マクロ的な空間電荷効果に対しては、高い周波数の優位性が示される。

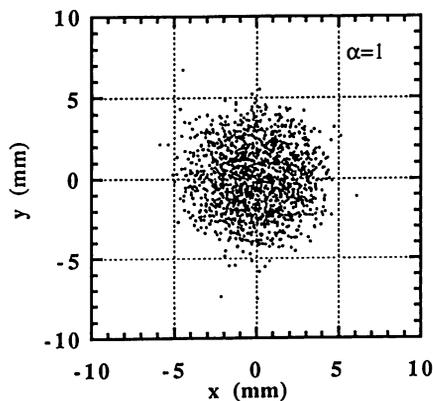


図8 加速後のビームプロファイル ($\alpha=1$)。

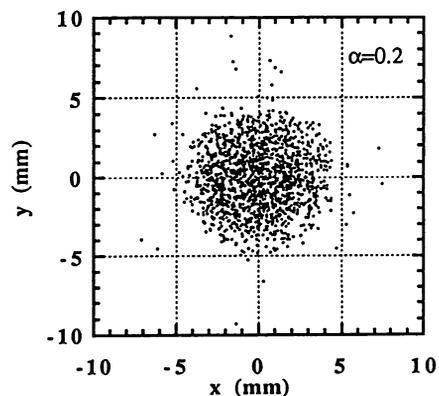


図9 加速後のビームプロファイル ($\alpha=0.2$)。

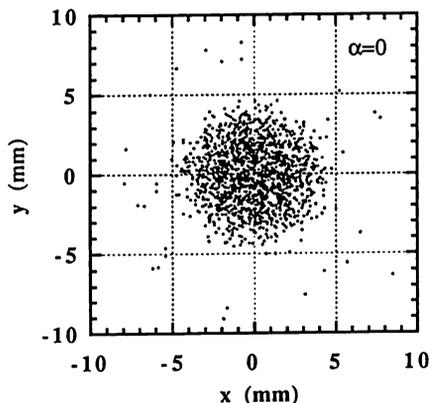


図10 加速後のビームプロファイル ($\alpha=0$)。

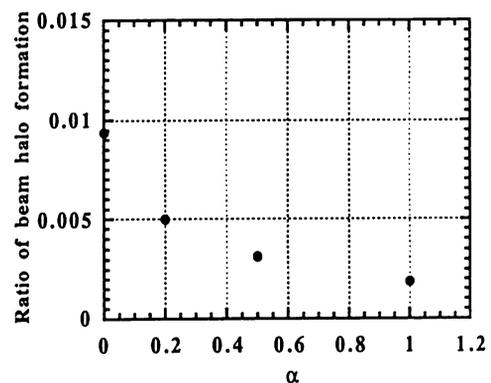


図11 ビームハロー生成の割合の α 依存性。

表3 150 MeV DTL の基本パラメーター

Frequency	432	324	201	MHz
Eacc	3	2.8	2.1	Mv/m
Length	76	88	111	m
Cell	342	302	231	
Prf	9.0	12.6	9.5	MW
Q-magnet	PQM	EQM	EQM	

注) 324 MHz の rf 電力が大きいのは、加速電場の設定が比較的高い為と、電磁石の採用によりドリフトチューブの径が大きくなりシャントインピーダンスが低くなったためであるが、後者については、まだ最適化を全系に対しては行っていないので、全体として過大評価となっている。

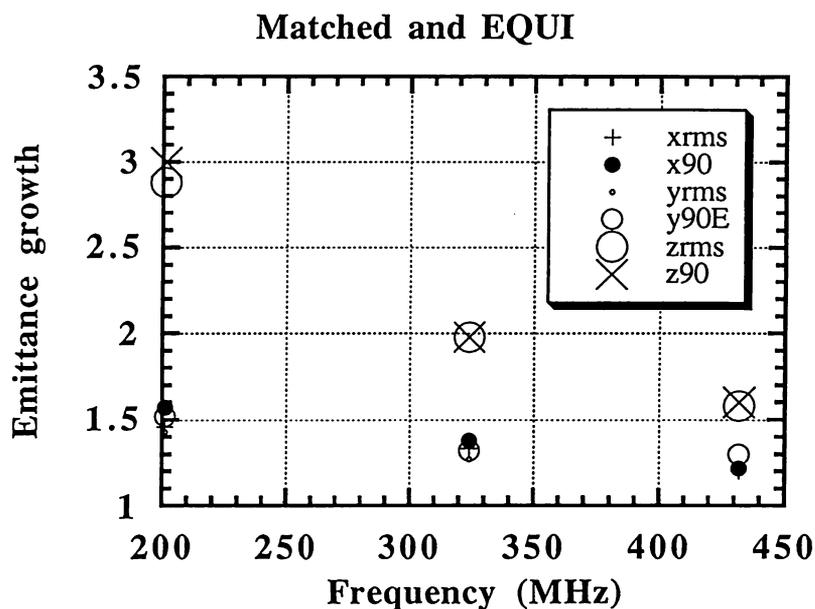


図1-2 縦と横のエミッタンス増加の周波数依存性。

まとめ

大強度への道は、ある程度の（あまり高くない）ピーク電流と高いデューティ因子によって達成する事が望ましい。マクロな空間電荷効果とマイクロな空間電荷効果（衝突）を、共に考慮するならば、高ければ高い程望ましいという周波数神話は壊れ、両効果の妥協点を求める必要がある。高周波の最終出力段はクライストロンが望ましいという、経験に由来する確信は、現実的な周波数の下限を規定する。縦と横を共に考慮した収束力の可変性への要求が高まっており、これは、周波数の上限を規定する。柔構造のリニアックが望ましい。

参考文献

- 1) 大型ハドロン計画陽子リニアックワーキンググループ報告 I、JHP-10、KEK Internal 88-8.
- 2) I. Yamane et al., KEK Report 93-12, p5 (1993) .
- 3) R W Hockney and J W Eastwood, "Computer Simulation Using Particles," Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1988.
- 4) T. Kato, Proc. 1994 International Conf., p.523, KEK Preprint 94-84.
- 5) 大型ハドロン計画陽子リニアックワーキンググループ報告 II、JHP-14、KEK Internal 90-16, p.211.
- 6) M. Reiser, Proc. 1994 International Conf., p.541.