

20-P31

BEAM SIMULATION CODE FOR A HIGH-INTENSITY PROTON DRIFT TUBE LINAC

Takao Kato

KEK, National Laboratory for High Energy Physics

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

ABSTRACT

A beam simulation code, LINSAC (Linac Simulation Code with an Accurate Field Distribution), was recently developed in order to simulate a high-intensity beam in a drift tube linac (DTL). A step-by-step calculation within a unit cell is performed on the basis of the exact longitudinal and transverse electric field distributions in a drift tube gap. The code takes into account the particle-to-particle (P-P) electric forces among all particles for a space-charge calculation. An outline of the code is given. Some calculated results concerning both the beam behavior in a drift-tube unit cell and an indication of beam halo formation are also described.

大強度陽子ドリフトチューブリニアックのための ビームシミュレーションコードの開発

1. はじめに

広く使われているコードのPARMILAでは、加速ギャップについて平均した電場が使用される。このコードがリニアックの構造パラメーターを正確に計算する事はよく知られている。ところが、大強度のビームシミュレーションを行なう時には、二つの問題点がある。第一は、空間電荷効果の計算法である。第二は、平均電場を使用している事に由来する。いずれも、平均的な力を使っている為に、粒子が加速セルの中で示す微妙な動きを無視する結果となり、特に、大強度の場合には結果の信頼性に欠ける。そこで、加速ギャップの電場を厳密に使用する計算コード LINSAC (Linac Simulation Code with an Accurate Field Distribution) を開発した。LINSAC では、1セルの中を細かく(時間的及び空間的に)分割して計算を行なっており、必要となる電磁場の分布は予め SUPERFISH により計算しておく。空間電荷

効果は、使用する全粒子についてのクーロン力を計算ステップごとに算出して取り込んでいる。このような計算法は、以前の方法に比べると膨大な計算量となるので、ベクトル型のスーパーコンピューターを使用する。ベクトル化率99.7%以上が達成され、普通型の計算機の30倍以上の計算速度が得られている(HITACで比べた場合)。

2. 計算法

電磁場中の粒子の運動は次式で記述される。

$$\frac{dp}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

$$\mathbf{p} = m_0 \gamma \mathbf{v}$$

使用記号は一般的であり、速度 \mathbf{v} は $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ である。SUPERFISH により計算された加速電場の分布は、まず9次の多項式で近似する。多くのエネルギーに対応する多項式の係数を LINSAC に読み込ませ、その後、必要な平均加速電場が得られるように規格化を行なう。次に、加速軸上以外の電磁場を求める為に、ユニットセルを単位として、加速電場を Fourier 展開する。以下の関係式を使う。

$$E_z = \sum_{m=0}^{\infty} A_m I_0(k_m r) \cos \frac{2m\pi z}{L} \cos \omega t$$

$$E_r = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m 2m\pi}{k_m L} I_1(k_m r) \sin \frac{2m\pi z}{L} \cos \omega t$$

$$k_m^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left(\left(\frac{m\lambda}{L}\right)^2 - 1\right)$$

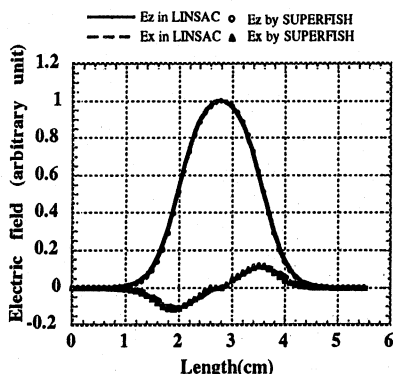


図1 ユニットセルの電場分布の例。LINSAC の中の近似値と SUPERFISH の計算結果を示す。

ここで I_0 と I_1 は変形ベッセル関数、 L はユニットセル長さ、 ω は角周波数、 t は時間、 λ は自由空間波長を表す。第1式から係数を求め、第5項まで用いて E_r を計算する。このようにして求めた結果を図1に示す。計算に必要な他のパラメーターはPARMILAによるデザインの結果を使用した。セル長さ、収束磁石のパラメーター、ドリフトチューブの長さ、安定粒子のエネルギーと位相、そして周波数などである。従って、PARMILAとLINSACの計算結果は直接比較が可能となる。

(1)式は、4次のRunge-Kutta法により数値計算する。この時、 i -番目の粒子に働く空間電荷力は、他の全ての粒子によるクーロン力の和として次式により計算する。

$$E_i = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}^2}$$

ϵ_0 は自由空間誘電率、 r_{ij} は i と j 粒子の距離を表す。計算のベクトル化率を高める為に、全てのユニットセル長さは予め細かく分割して、その各ステップの電磁場の値は計算が始まる前に指定する。

3. ユニットセル内の運動

一様に分布した1600個の粒子集団(入射エネルギー3 MeV)を、432 MHz JHP DTL (平均加速電場3 MV/m)へ入射させ、第11セル内(平均エネルギー4.26 MeV、セル長さ6.64 cm、四極磁石中心から次の四極磁石中心まで)の運動を解析する。入射粒子のエミッタンスと位相の拡がり、RFQの出力ビームと同じとする。

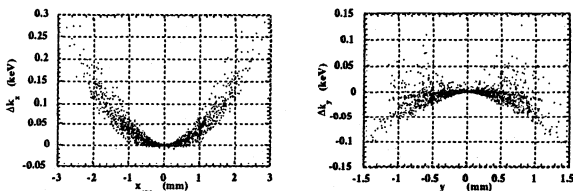


図2 あるユニットセルを通過した時の横方向の運動エネルギーの変化を、そのセルの平均横座標に対して図示。磁場勾配がゼロの場合。

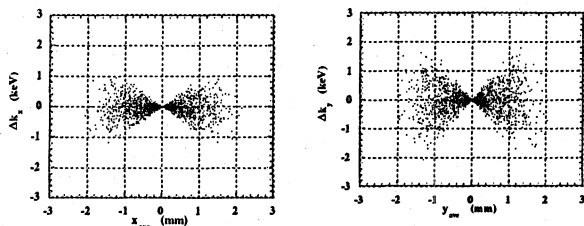


図3 あるユニットセルを通過した時の横方向の運動エネルギーの変化を、そのセルの平均横座標に対して図示。磁場勾配がオンの場合。

1) 横方向(空間電荷効果を含めない場合)

四極磁石がゼロの場合に、横方向の運動エネルギーが、このセルの通過によりどのように変化するかを、横方向の入射位置の関数として図2に示す。これは、高周波発散力の効果を表している。

次に四極磁石の値をおよそ175T/m程度に設定する。この時の横方向の運動エネルギーの変化を図3に示す。これにより横方向の運動エネルギーは1 keV程度変化する。この結果は、セル通過による横方向運動エネルギーの変化は、高周波発散力と四極磁石に依存している事を表している。

2) 衝突(ビーム内衝突)

高周波の1周期を細かく分割し、且つ空間電荷効果を全粒子に対しての和により計算するので、LINSACの計算は粒子のバンチ内衝突の効果を含んでいる。図4-aに1600粒子を加速した時のあるユニットセルにおける2個の粒子の軌跡を示す。図4-bは、ユニットセルを通過した時に受ける変位 x と勾配 x' の変化量の、空間電荷効果がある場合と無い場合との差を図示したものである。両端の丸印が図4-aの衝突粒子に対応する。図5-aは、同じく1600粒子を2セルにわたって加速した時に、ある2個の粒子の縦方向の運動エネルギーの変化を示す。2個の加速ギャップで加速された後で、エネルギーが上下に

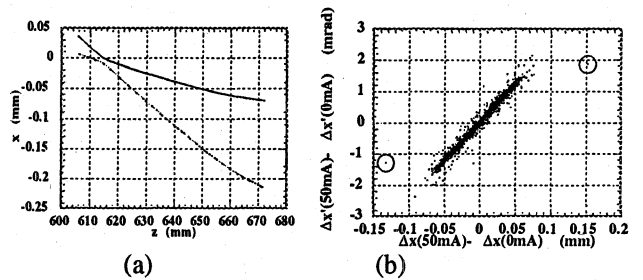


図4 (a) 第11セル内の2個の衝突粒子の軌跡(x vs. z)。 (b) 空間電荷効果の有無による(50 mAと0 mA)第11セル内の変位 x の差 $[(x_{out} - x_{in})_{50mA} - (x_{out} - x_{in})_{0mA}]$ を x' の同様の差に対して図示。丸印は左図の2個の粒子を表す。

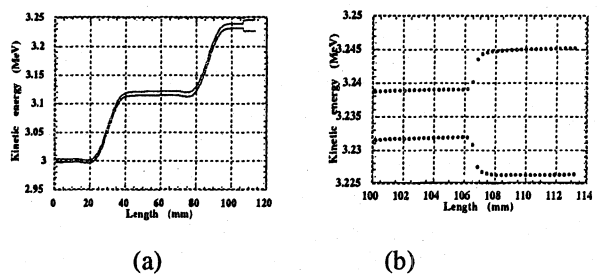


図5 (a) 第1と2セルを通過した時の2個の粒子の縦方向の運動エネルギーの変化。位置107 mm付近で衝突によるエネルギー変化が見られる。(b) 左図を拡大した図。

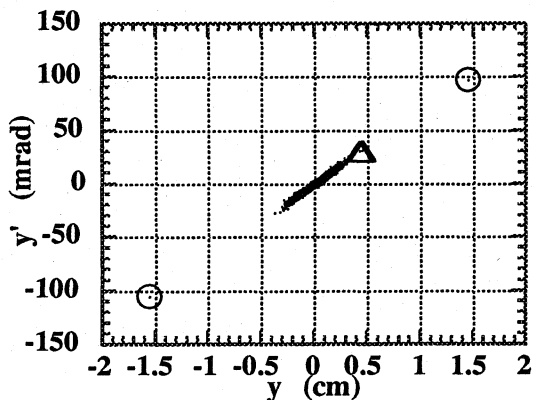


図6 出力 y - y' エミッタンス (5000粒子、100mA)。左右の丸印は、ビーム損失となる粒子。

シフトしている。そこを拡大したのが図5-bである。ここでは、衝突が主として縦方向に起こり、縦方向の振動エネルギーと比べてもそんなに小さくないエネルギー変化が起きている。低エネルギーの陽子リニアックでは、エネルギー因子 γ が小さいので、電子蓄積リングにおいて見られるような大きな縦方向のエネルギー変化は見られない。しかし、こうした衝突がビームの性質を悪くする事は予想出来る。

4. ビームハローの生成

5000粒子を用いて100mAビームの振る舞いを計算する (45セル、10 MeV まで)。図6には、出力ビームの y - y' エミッタンスを示す。図6の丸印 (粒子番号2801=A、粒子番号3729=B) は、もしビーム損失を条件にしてシミュレーションが行なわれていれば、どこかで壁に衝突する粒子である。図7に粒子A,Bが全ての計算ステップの過程で受けるクーロン力を

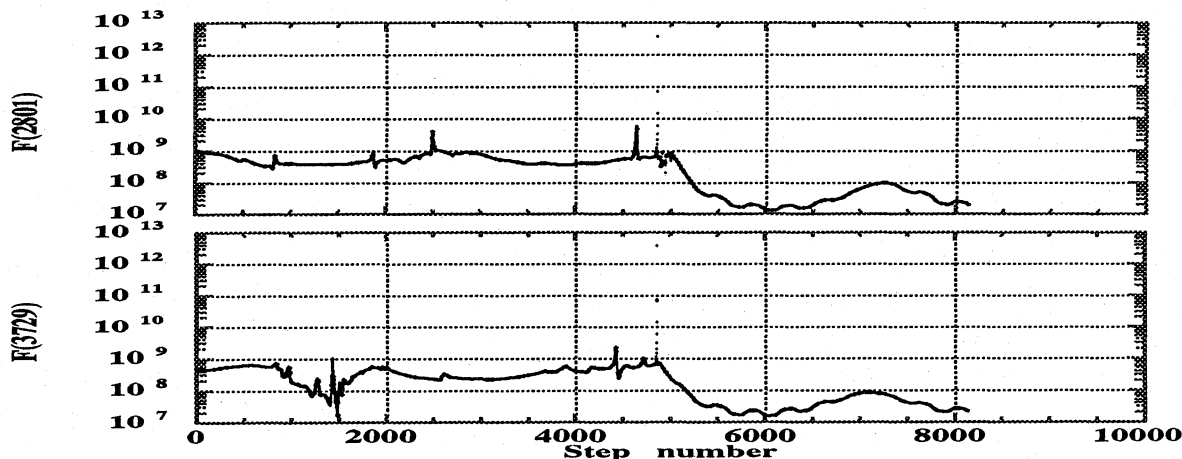


図7 計算の全ステップにおいて、粒子番号 2801 と 3729 番が受けるクーロン力。

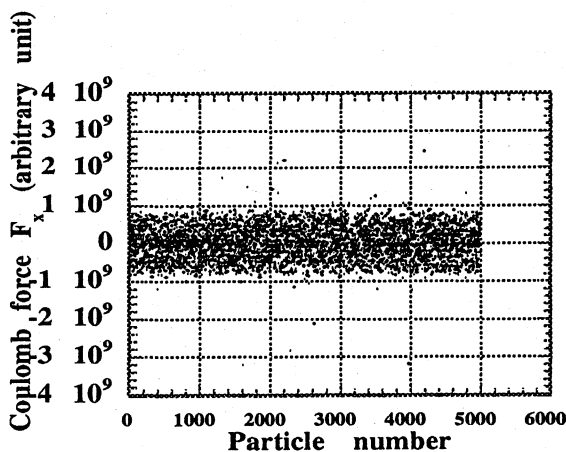


図8 計算途中の第2924ステップにおける全粒子 (5000個) の x 方向のクーロン力。1ステップは高周波位相に換算して約 2° 。本図は、平均的な、セルの中のクーロン力を表すと考えられる。

示した (縦軸は任意スケール)。確かに粒子AとBはステップ番号4858付近において、大きな衝突を経験している。計算のある一ステップにおいて、全ての粒子が受けるクーロン力の分布は図8に示すごとくなので、これから、AとBの衝突はエネルギーが大きく、且つ頻度が少ない事がわかる。このような衝突の計算が、どこまで正しいかは今後の検討にまつ。図6の三角印 (これらは小さな衝突を経験している) を含めて、このシミュレーション全体でビーム損失となる粒子は、2~3個と予想されるが、これは、ビームハローの割合としては、十分な個数であり、ハロー生成の一原因と考えられる。

謝辞

多くの議論を通じて有益な助言をいただいた山崎主幹に感謝致します。