

## RFQ型線型加速器におけるビームダイナミクス

東京大学原子核研究所

徳田登、新井重昭、堀利匡

片山武司、中西哲也、野田章

## 1. はじめに

Kapchinskii と Teplyakov<sup>1)</sup> によって提唱された RFQ (Radio-Frequency Quadrupole) 型ライナックは、入射された直線ビームを加速しながら、バンケレグを行い、また四重極電場によるビームの集束作用を持つので、100%に近い捕獲効率を得ることができる。よって、イオン源とドリフトチューブ型ライナックを繋ぐ低速領域でのライナックとして有望視されている。

東大核研では、ニューマトロンにおいて、このライナックを使用することを想定して、モデルテストとビームダイナミクスの両面からの検討が進められている。ここでは、これまでにビームダイナミクスについて得られた結果を報告する。

## 2. RFQ型ライナックにおける加速

電極(ベイン)の軸方向の断面を図1のような正弦波型とし、軸に垂直な方向の断面を  $x^2 - y^2 = r^2 \cos 2\psi$  で表わされる双曲線とする。1セルの長さは、 $\beta_0 \lambda / 2$  にとる。ただし、 $\beta_0 c$  は同期粒子の速度、 $\lambda$  は自由空間波長である。ここでいう同期粒子とは、1セル進んだ時に、位相が  $\pi$  だけ進むような粒子をいう。(従って、セルの長さは、粒子が後段に行き、速度が大きくなるのにつれて長くなる。) この時、ベインの間に生じる電場は、<sup>2)</sup>

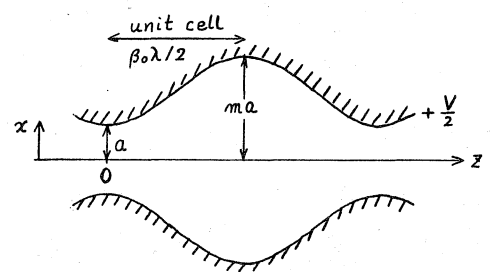


図 1

$$E_r = \left[ -\frac{XV}{a^2} r \cos 2\psi - \frac{kAV}{2} I_1(kr) \cos kz \right] \sin(\omega t + \phi) \quad (1)$$

$$E_\psi = \frac{XV}{a^2} r \sin 2\psi \sin(\omega t + \phi) \quad (2)$$

$$E_z = \frac{kAV}{2} I_0(kr) \sin kz \sin(\omega t + \phi) \quad (3)$$

ただし、

$$A = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(mka)} \quad (4)$$

$$X = 1 - A I_0(ka) \tag{5}$$

$$k = 2\pi / \beta_0 \lambda \tag{6}$$

$\omega$ : RF角周波数

$V$ : 隣合う電極間の電位差

$I_{0,1}$ : 変形ベッセル函数

$A$ と $X$ は、各々、加速と集束の強さの指標になる。 $m$ はベインの変形の大きさを表わすが、最前段では1とし、後段に進むに従って値を大きくしていく。よって、粒子はセルを通過して行くにつれて、強い加速電場を受けることになる。

同期位相( $\phi_s$ )は、捕獲効率を高めるために、入射時においては $-90^\circ$ にとり、加速が進むに従って徐々に $0^\circ$ に近づけて行く。すなわち、セパトリックの形を、パンケキ型から葉巻型に変えていくことにより、

ビームを加速しつつパンクさせる。位相の安定性を定性的に見るために、式(3)の中にある $\sin kz$ と $\sin(\omega t + \phi)$ の振舞を見てみる。入射直後のセルでは $S = \int_{\text{cell}} \sin kz \sin(\omega t + \phi) dz$ の値は、同期粒子( $\phi = \phi_s$ )では0になる。(図2(a))同期していない粒子については $S \neq 0$ となるが、 $A$ が0なので、結局粒子のエネルギーの増加は、入射時の位相によらず0になる。しかし後段では $-90^\circ < \phi_s < 0^\circ$ なので、同期粒子は、 $S > 0$ となり加速を受けることになる。(図2(b)の実線)同期していない粒子については、 $S$ の値がどうなるかを見てみると、同期粒子よりも遅れてきた粒子の $S$ は、同期粒子の $S$ よりも大きくなり(破線)、逆に早くきた粒子は小さくなる(点線)。従って同期していない粒子は、同期粒子に近づくような力を受けることになり、パンクされることが分かる。

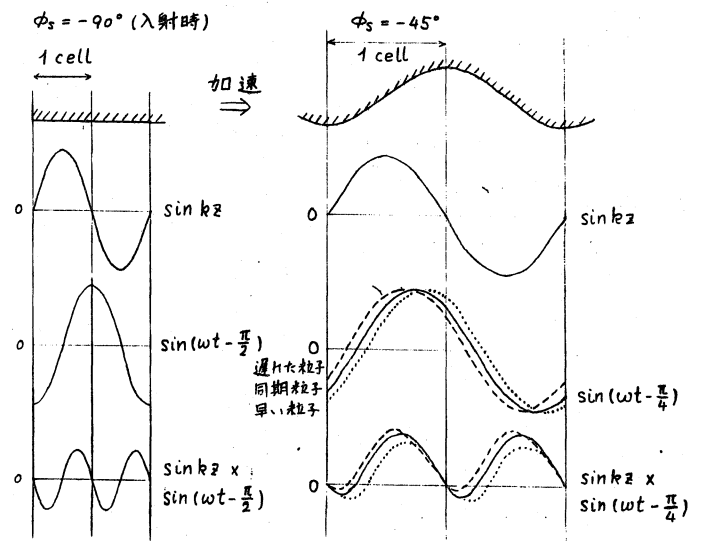


図 2 (a) (b)

### 3. 粒子の振舞の計算

まず、セルの長さを求める。第1番目のセルでは、粒子は加速を受けずに等速度運動をするから、セルの長さは、入射速度を $v_0$ とすると

$$l_1 = \pi v_0 / \omega \quad (7)$$

で与えられる。第2番目以降では、粒子が加速を受けることになるから、 $i$ 番目のセルの長さは、同期粒子について、

$$\int_0^{l_i} \frac{dz}{v_2(z)} = \frac{\pi}{\omega} \quad (8)$$

を満たすように決めなければならない。このような  $l_i$  を求めるために、1セルを  $n$  個 (計算にあたっては  $n=20$  とした。) のセグメントに分割し、計算機を用いて、

$$\sum_{j=1}^n \frac{l_i/n}{v_j} = \frac{\pi}{\omega} \quad (9)$$

が満たされるような  $l_i$  を探した。ただし、1つのセグメントの中では、粒子は等加速度運動をするものとし、 $v$  の変化は

$$m v \Delta v = q E_z l_i / n \quad (10)$$

より求めた。ここで、 $m$  は質量、 $q$  は電荷量。また  $l_i$  の初期値には  $l_{i-1}$  を用いた。下の条件の下で、入射エネルギーが  $15 \text{ keV/u}$  の  $^{238}\text{U}^{7+}$  について得られた結果を図3に示す。

$$f_{\text{RF}} = 50 \text{ MHz}$$

$$V = 300 \text{ kV}$$

セルの数: 100

$$m: 1 \rightarrow 2.2$$

$$\phi_s: -90^\circ \rightarrow -30^\circ$$

( $m$  と  $\phi_s$  はセル番号に比例)

1つのセルの長さは、初段で  $1.7 \text{ cm}$ 、最終段で  $5.0 \text{ cm}$ 、全長は  $271.5 \text{ cm}$  となった。

こうして、ライナックの形を決めてから、粒子の加速を計算した。図4に、粒子がセルを通過しながら加速されていく様子を示す。入射時の位相が  $-90^\circ$  の粒子は、殆ど同期粒子に近いので、エネルギーの増加は滑らかで、最終的には、 $130.4 \text{ keV/u}$  まで加速された。これに対し、位相が  $-90^\circ$  からずれて入射した粒子のエネルギーは、同期粒子のそのまわりをうねりながら増えてい

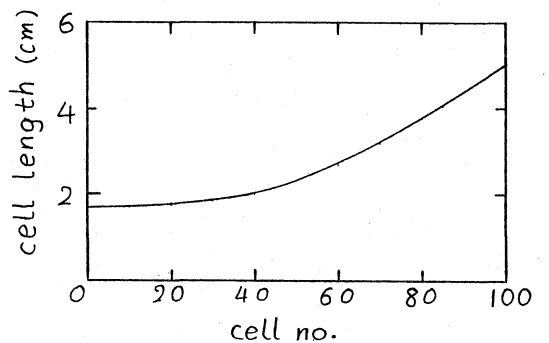


図 3

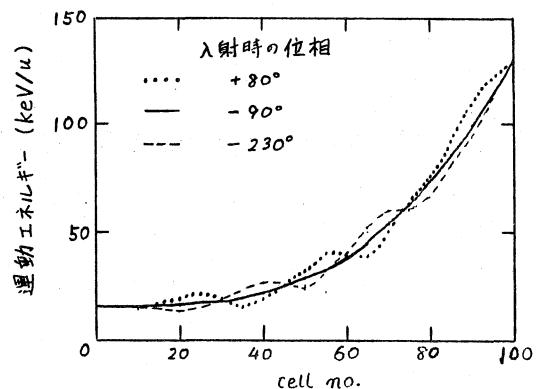


図 4

っているのが分かる。  
次に、入射時の位相が  $-90^\circ$  からどれだけ外れた時に加速されなくなるかを見た。結果を図5に示す。この図から、入射位相が  $-230^\circ$  から  $+80^\circ$  の間にある粒子は加速されることが分かる。また最終の運動エネルギーは  $130 \pm 10 \text{ keV/u}$  の範囲にある。図6に位相振動の様子を示す。振幅が加速に伴って減少していくのが見られる。図

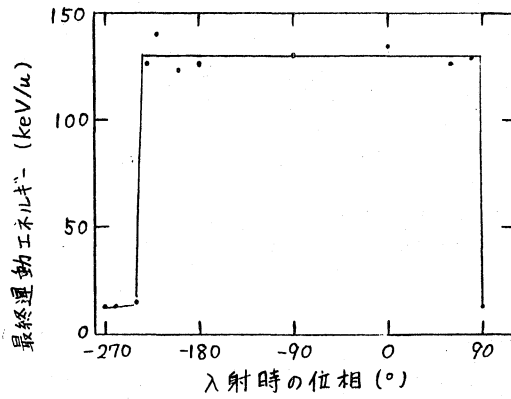


図 5

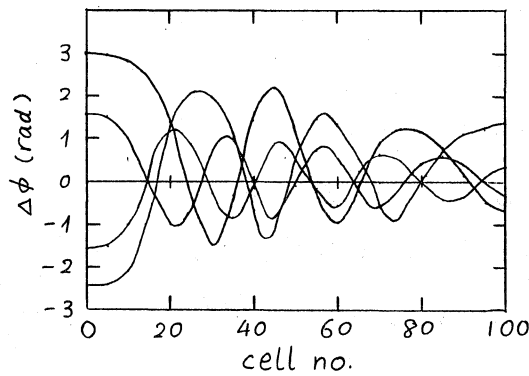


図 6

7は、入射位相が  $+80^\circ$  の粒子がセルを通過していく時の  $\Delta T - \Delta\phi$  ( $\Delta T = T - T_s$ ,  $\Delta\phi = \phi - \phi_s$ ) の変化である。この図から、前に述べたようにセパトロックスがパンケーキ型から集巻型に変化していていることが分かる。

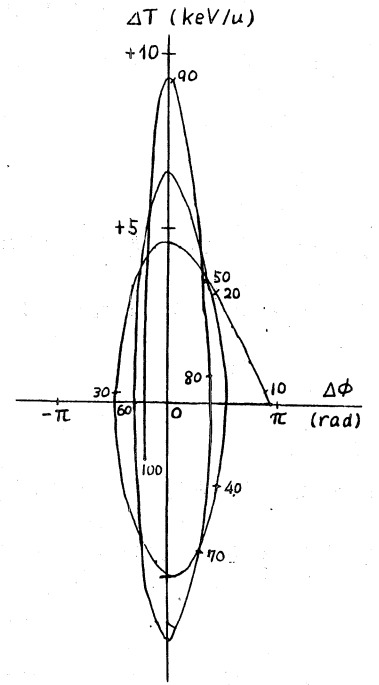


図 7

今後、横方向の運動や、空間荷電の影響等も考慮に入れ、更に詳細な解析を進めていく予定である。

参考論文

- 1) I. M. Kapchinskii and V. A. Teplyakov, Prib. Tekh. Eksp., No.2, 19, 1970
- 2) R. H. Stokes et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol. NS-26, No.3, 1979