

# Possibility of high field accelerator using a two port standing-wave accelerator tube

I.Sato, K.Nakahara, H.Mastumoto, A.Enomoto, T.Oogoe, K.Kakihara

National Laboratory for High Energy Physics

N.Yamaguchi, Y.Iino

Mitsubishi Heavy Industry, Ltd. Nagoya Aircraft Works

N.Terabayashi

Mitsubishi Heavy Industry, Ltd. Mihara Machinery Works

## Abstract

A new accelerator structure has been designed for a development of a high field accelerator. The structure consists of a two port standing wave accelerator tube, a 3dB directional coupler and a dummy load. The tube has been designed as traveling wave guide of  $\pi/2$  phase shift, and so as to have a function as a resonator of transmission line.

This report searches for a mechanism of high energy gain and discusses a possibility.

## §1 はじめに

リニアコライダや大型電子貯蔵リングの入射器として大型電子線形加速器計画が提案されているが、線形加速器の大形化に伴って土地の空間的制限や建物施設の経済的な有効利用等の理由から 100MV/m 級の高電界加速の実現化が宿望されている。最近 SLAC で行われた高電界テスト実験では加速管の中心軸上で約 146.7MV/m の電界強度が得られている<sup>1)</sup>。しかし、従来の定在波型或は進行波型加速管を使った加速構造によって 100MV/m 級の加速電界を得ようとする、数百MW~数GWの高周波電力源を必要とする。そこで、数10MWの高周波電力源でも高電界加速が出来る単純な加速構造を考えて見た。ここではその理論的解析について述べる。

## §2 加速構造と機能

加速構造は図1示す様にエネルギー貯蔵型加速管(2端子定在波加速管)と4端子方向性結合器(電力分配器)とダミーロードで構成される非常に単純なものである。クライストロンの出力電力は方向性結合器で2分割され加速管のそれぞれの端子に供給される。この高周波は導波管と加速管の接合端子を通過する波とそこで反射する波に分れる。通過波の電力は加速管に貯蔵され、或は、加速管の壁で消失する。貯蔵電力は徐々に増加し大電力となって超高電界を発生させる。しかし、貯蔵電力の増加に伴って加速管の壁損失電力も増加する。やがて供給電力は壁損失電力と等しくなる。電子は加速管に発生した進行波電界によって加速する事が出来る。一方、接合部の反射電力は加速管から接合端子を通過した高周波電力と合流し方向性結合器によってダミーロードに送られて、そこに吸収される。

## §3 解析

解析を簡単化するために図2に示すモデル回路を考える。回路は次の条件を満たすものとする。  
1) 進行波型加速管を伝送路として取り扱う。2) 伝送路の終端を短絡させる。3) 加速管の入力結合空洞の穴を小さくして伝送路共振器として取り扱う。4) 導波管と空洞の接合端子を2端子網的な取扱を行う。5) 導波管と加速管の電界結合係数を  $k$  とする。

### A) 定常状態における電力利得

モデル回路に信号発生器から角周波数  $\omega$  の電力が供給されて定常状態になった場合について考察する。接合端子の散乱行列要素  $(S_{ij})$  はユニタリーと対称性から

$$S_{11} = S_{22} = -|S_{11}| \quad (1)$$

$$S_{12} = S_{21} = \pm j(1 - |S_{11}|^2)^{1/2}$$

である。ここで  $(1 - |S_{11}|^2)^{1/2} = |k|$  と置ける。

$$\begin{aligned} S_{12} &= S_{21} = jk & (2) \\ S_{11} &= S_{22} = -(1-k^2)^{1/2} \end{aligned}$$

であり、これよりSマトリックスは

$$S = \begin{vmatrix} -(1-k^2)^{1/2} & jk \\ jk & -(1-k^2)^{1/2} \end{vmatrix} \quad (3)$$

と表すことが出来る。結合端子への入射波を $a_1, a_2$ 、散乱波を $b_1, b_2$ とすると散乱方程式は

$$\begin{vmatrix} b_1 \\ b_2 \end{vmatrix} = |S| \begin{vmatrix} a_1 \\ a_2 \end{vmatrix} \quad (4)$$

となる。加速管の長さ $l_0$ をとし、加速管の単位長さあたりの減衰量を $\alpha$ 、伝搬係数を $\beta$ と置く。結合端子における加速管から戻ってくる波 $a_2$ と加速管への進行する波 $b_2$ の間には

$$a_2 = -b_2 \exp\{-2(\alpha + j\beta)l_0\} \quad (5)$$

の関係がある。Sマトリックスから $b_1$ と $b_2$ は

$$b_1 = -a_1 \left[ \frac{(1-k^2)^{1/2} - k^2 \exp\{-2(\alpha + j\beta)l_0\}}{1 - (1-k^2)^{1/2} \exp\{-2(\alpha + j\beta)l_0\}} \right] \quad (6)$$

$$b_2 = jka_1 / [1 - (1-k^2)^{1/2} \exp\{-2(\alpha + j\beta)l_0\}] \quad (7)$$

で与えられる。ここで $\alpha$ と $k$ を一定として $\beta l_0$ に対して $|b_2|$ の極大値をもとめると

$$\beta l_0 = m\pi \quad (8)$$

となる。これが共振条件である。ここで加速管の管内波長を $\lambda$ とすると $\beta = 2\pi/\lambda$ であるから加速管の長さは $l_0 = m\lambda/2$ を満足しなければならない。即ち1/2波長の整数倍が共振条件となる。次に結合係数 $k$ を変数に $|b_2|$ の極大値を求めると

$$k = \pm \{1 - \exp(-4\alpha l_0)\}^{1/2} \quad (9)$$

のときであり、ここで $T_i = \exp(-2\alpha l_0)$ とすると

$$b_2 = \pm ja_1 / (1 - T_i^2)^{1/2}, \quad b_1 = 0 \quad (10)$$

となる。ここで $|M| = (b_2/a_1)$ とすると $|M|$ は振幅増幅度であり

$$|M| = 1 / (1 - T_i^2)^{1/2} \quad (11)$$

$$|M|^2 \max = P_a / P_g = 1 / (1 - T_i^2)$$

である。ここで、 $|M|^2$ は電力増幅度を意味する。図3には $\alpha l_0$ をパラメータにしたとき定在波加速管の最大電力増幅度 $M^2$ を示す。

次に加速管の合成電界について他の方法で求めてみる。入射波 $a_1$ は結合端子で加速管への進行波 $b_2$ に変換され、(3)式から $b_2 = jka_1$ として与えられる。この進行波が結合端子に戻って来たときは $b_2 \exp(-2\alpha l_0)$ に減衰している。結合端子の反射係数が $(1-k^2)^{1/2}$ であるから、ここで波の振幅は更に $b_2 (1-k^2)^{1/2} \exp(-2\alpha l_0)$ に減衰する。

即ち1回往復する毎に $(1-k^2)^{1/2} \exp(-2\alpha l_0)$ だけ減衰する事を意味する。N回往復した波は $\{(1-k^2)^{1/2} \exp(-2\alpha l_0)\}^N = (1-k^2)^{N/2} \exp(-2N\alpha l_0)$ 減衰する。

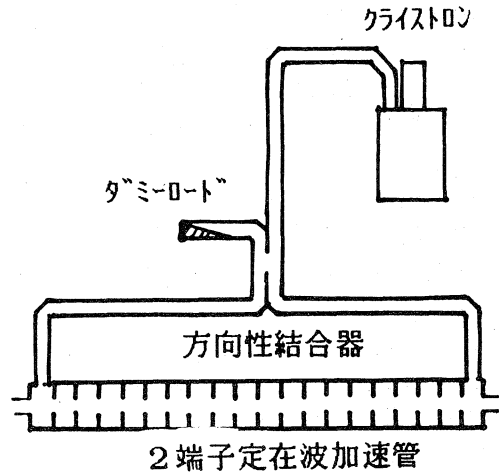


図1 高電界加速のモデル構造

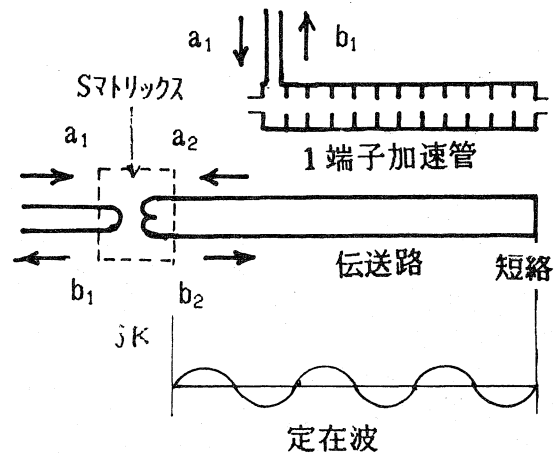


図2 モデル回路と等価回路

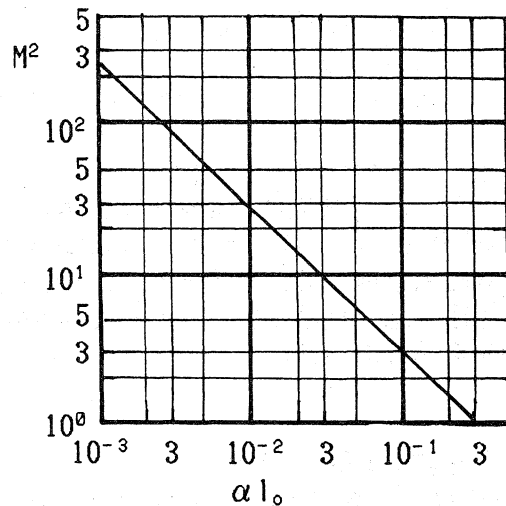


図3 定在波加速管の電力増幅度

定常状態では加速管の中には、1回、2回、3回・・・N回・・・往復した波が存在している。ある時刻における結合端子から加速管に進行するそれぞれの回数往復した波の振幅は

$$\begin{aligned} b_{20} &= jka_1 \\ b_{21} &= jka_1(1-k^2)^{1/2}Ti \\ b_{22} &= jka_1(1-k^2)Ti^2 \\ &\dots\dots\dots \\ b_{2n} &= jka_1(1-k^2)^{n/2}Ti^n \end{aligned} \quad (12)$$

で与えられる。これらの波の合成振幅を求めると

$$b_{2t} = b_{20} + b_{21} + b_{22} + \dots + b_{2n} + \dots$$

となる。この無限級数の和は

$$b_{2t} = jka_1 / (1 - (1-k^2)^{1/2}Ti) \quad (13)$$

で与えられる。ここで  $Ti = \exp(-2\alpha l_0)$  とおいた。

(12)は(7)と同等である。

共振条件に於ける入力端の反射係数Sは(6)より

$$S = b_1/a_1 = -\{(1-k^2)^{1/2} - \exp(-2\alpha l_0)\} / \{1 - (1-k^2)^{1/2} \exp(-2\alpha l_0)\} \quad (14)$$

で与えられる。加速管に送り込まれる電力 Pf は

$$Pf = Pg(1 - |S|^2) = Pgk^2(1 - Ti^2) / \{(1 - (1-k^2)^{1/2}Ti)^2\} \quad (15)$$

となる。

### B) 過渡状態と充填時間

電力結合係数  $\beta$  を  $\beta = k^2$  と置くと、電力供給の最初の状態( $t=0$ )では、(3)式から明らかな様に加速管から電源方向に向かう波  $a_2$  が存在して居ないので接合端子から戻ってくる電力  $P_i$  は  $P_i = (1 - \beta)Pg$  である。しかし、定常状態における(8)を満足する  $\beta$  では  $b_2=0$ 、即ち、 $P_i=0$  であり、供給電力  $Pg$  は全て加速管に吸収される。(12)式における  $b_2$

の振幅の時間変化を

$$b_2(t) = b_{20} \exp(-\epsilon t) \quad (16)$$

とする。加速管の中の波は1回往復する毎に  $(1-k^2)^{1/2}Ti$  減衰するから、1往復する時間を  $t_1$  とすると(16)は

$$b_2(t_1) = b_{20} \exp(-\epsilon t_1) = b_{20} (1-k^2)^{1/2}Ti \quad (17)$$

となる。(17)より  $\epsilon$  を求めると

$$\epsilon = [\ln Ti - \ln \{(1-k^2)^{1/2}Ti\}] / t_1 \quad (18)$$

となる。ここで  $t_1 = (2l_0/vg)$ 、 $Ti = \exp(-2\alpha l_0)$  であるから、

$$\epsilon = vg[2\alpha l_0 - \ln \{(1-k^2)^{1/2}\}] / (2l_0) \quad (19)$$

である。となる。充填時間が減衰時間と等しいとし、それぞれを  $\tau$  とすると  $\tau = 1/\epsilon$  なる関係がある。臨界結合状態に於いては  $\tau = t_1 / 2\alpha l_0$  となる。図4は臨界結合状態に於ける定在波加速管の充填時間を示している。

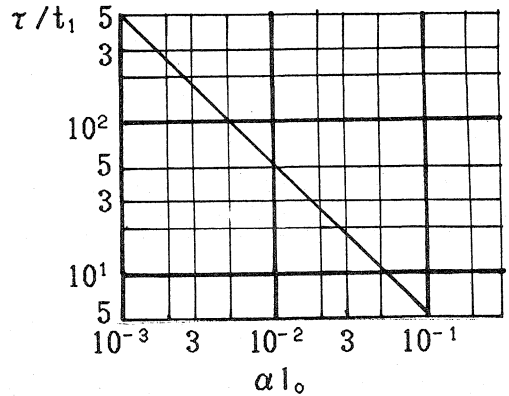


図4 定在波加速管の充填時間

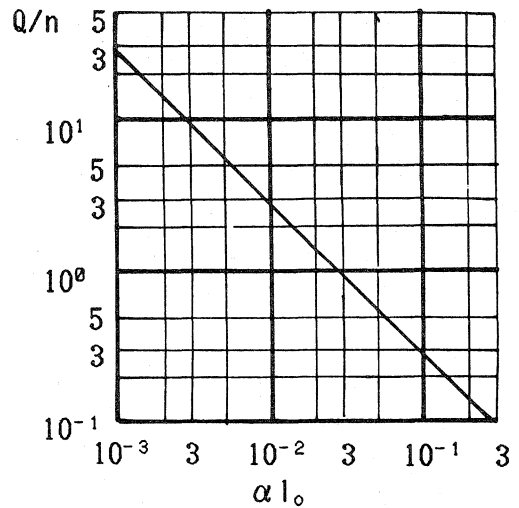


図5 定在波加速管のQ値

### C) 定在波加速管のQ値

臨界結合状態の電界増幅度を  $M_0$  とし、チュウリングがずれた状態の電界増幅度を  $M$  とすると  $M = M_0 / \sqrt{2}$  なる関係を満たす位相角のずれ  $\beta \delta l_0$  から  $Q$  を求める事が出来る。

(11)より  $M_0$ 、(7)から  $M$  を求めて上の関係を使うと

$$1 / (1 - Ti^2)^{1/2} = j\sqrt{2}Ti / [1 - Ti^2 \exp\{-2j\beta \delta l_0\}] \quad (20)$$

となる。  $\exp\{-2j\beta \delta l_0\} = \cos(2\beta \delta l_0) + j\sin(2\beta \delta l_0)$  であるから(20)は

$$\sqrt{2(1-Ti^2)} = \{1 - 2Ti^2 \cos(2\beta \delta l) + Ti^4\}^{1/2} \quad (21)$$

$$\beta \delta l_0 = (1/2) \cos^{-1} [\{4Ti^2 - Ti^4 - 1\} / 2Ti^2] \quad (22)$$

$l_0 = n\lambda_0$  と  $\beta = 2\pi/\lambda_0$  より  $\beta \delta l_0 = 2\pi n(\delta \lambda_0 / \lambda_0)$  となる。一方  $Q = (f/\Delta f) = (\lambda_0 / 2\delta \lambda_0)$  で定義されるから  $2\pi n(\delta \lambda_0 / \lambda_0) = \pi n/Q$  となる。ここで  $n$  は波数である。(22)に代入すると

$$Q = 2\pi n / \cos^{-1} [\{4Ti^2 - Ti^4 - 1\} / 2Ti^2] \quad (23)$$

が求められる。図5には波長当りの  $\alpha l_0$  を変数した  $(Q/n)$  値を示す。

#### D) 加速管の電界強度

加速管の電界減衰係数  $\alpha$  は  $\alpha = \omega / (2vgQ_0)$  で与えられる。ここで、 $\omega$  は角周波数 ( $\omega = 2\pi f$ )、 $vg$  は群速度、 $Q_0$  は加速管の単位長さ当りに蓄えられるエネルギー  $Uc$  と一周期に失われる電力損失  $\{dP_c/dz\} / \omega$  との比を表す。従って、減衰係数  $\alpha$  を出来るだけ小さくすると  $T^2 \rightarrow 1$  なるので電力増幅度は増大する。そのためには  $\pi/2$  加速モードを使い、しかもデスクの穴径を広げて  $vg$  と  $Q_0$  を大きくすればよい。しかし、この場合に加速管のシャント抵抗  $r_0$  が小さくなるので、最終的には  $r_0/Q_0$  の大きい構造の加速管を設計する事になる。

例題として、 $f = 2856\text{MHz}$ 、 $Q = 16000$ 、 $vg = 0.06c$  なる進行波型加速管が設計されたとすると  $\alpha = 0.00031$ 、加速管の長さを  $l_0 = 3\lambda_0 = 31.5\text{cm}$  とし入力空洞の結合係数を  $k = 0.195$  となるように結合孔を開けてやると最大電力増幅度は  $M^2 = 25.9$  となる。加速管のシャント抵抗を  $r_0 = 30$  (Mohm) と仮定し、 $P_g = 15\text{MW}$  の電力を供給すると  $P_a = M^2 P_g = 389\text{MW}$  の進行波電力が加速管中を往復する。従って、この進行波電力は加速管に  $E_a = (r_0 P_a)^{1/2} = 108\text{MV/m}$  の加速電界を発生させる。

#### §4 加速器の条件

数10MWを越える大電力クライストロンを高周波源とする線形加速器の1つ条件は高周波電源から加速管に供給される電力が電源側に戻って来ないことである。図6(a)は1端子定在波加速管1本使った線形加速器であり電源と加速管の間にサーキュレーターをいれて反射波が電源に戻らない様にしたものである。しかし数10MWを越える大電力用サーキュレーターは開発されていない。図6(b)は特性が同一である理想的な1端子定在波加速管2本と4端子方向性結合器を使った線形加速器であり、反射波はダミーロードに吸収される。しかし、どちらかの加速管で放電等が発生し短絡状態になった場合、反射波電力の1/2が電源側に戻って来る欠点がある。

図1に示したごとく、2端子定在波加速管1本と4端子方向性結合器を使った線形加速器では加速管の中で放電等で短絡が生じた場合、定在波加速管として特性が失われるので反射波はダミーロードに吸収される。しかし、その為には、4端子方向性結合器から加速管の入力端子までの2本の伝送路の長さが等しいか、或は、その差が伝送路の管内波長の整数倍でなければならない。一方、2つ伝送路の間では供給電力の位相が  $90^\circ$  或は  $270^\circ$  違っている。この2つの電力で1本の定在波加速管を励振する方法を確立しなければならない。

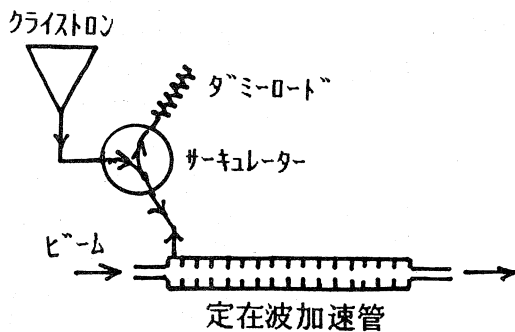


図 6(a) 1端子定在波加速管 1本を使った線形加速器の例

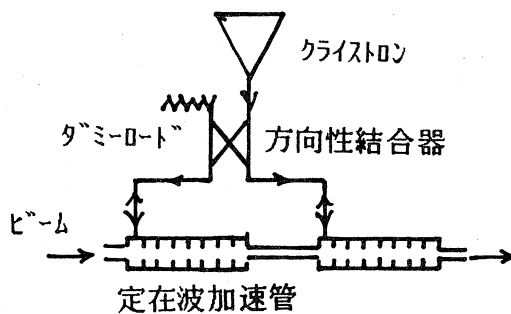


図 6(b) 1端子定在波加速管 2本と1個の4端子方向性結合器を使った線形加速器

1) J.W.Wang etal SLAC-PUB-3940 May 1986 (A)