

集団加速器の加速電極群軸上における ポテンシャル進行波の減衰に関する理論的研究

円城寺 博

Theoretical Investigation of the Decay of Accelerating Potential Waves

Hiroshi ENJOJI

The secondary heating of high temperature plasmas by injecting cluster ions has been investigated. The cluster ion beam contains the various ions consisting of ten to several million atoms, and so the cluster ions should be accelerated by collective acceleration. A collective accelerator with a delay line has been designed and proposed. Accelerating potential waves are generated by connecting the accelerating electrodes electrically with the respective specified points on the delay line. The cluster ions in the beam are trapped in the waves and accelerated. In this paper the decay of the accelerating potential waves proceeding on the common axis of the electrodes is investigated.

1. 緒言

従来、高温プラズマのクラスターイオン入射による追加熱について⁽¹⁾⁽²⁾研究してきた。クラスターイオンは他のイオンに比べて桁違いに大きく、 10^6 個の⁽³⁾⁽⁴⁾構成原子より成る原子集団である。従って、そのビームの等価電流は単原子イオンビームのそれと比べて桁違いに大きくなしう。故にこれを加速して高温プラズマに入射すれば強力な加熱と十分な燃料補給がなされるであろう。核融合反応開始には追加熱に1構成原子当たり100 keV、10GW級の商業ベース向きの核融合炉に対しては燃料補給に $2 \times 10^4 \text{ A}$ の等価電流が必要であり、クラスターイオンビームはこれらの要求に応じ得るものと考えられる。しかし、クラスターイオンビームの中には構成原子数の異なったいろいろな大きさのクラスターイオンが含まれている。故に、従来の加速法ではビーム中の全構成原子に均等な有効エネルギーを与えることは出来ない。そのため等間隔に同軸上に配置した多数の加速電極と遅延回路上の特定された点とをそれぞれ電氣的に結び電極同軸上に加速ポテンシャル進行波を形成し、大小様々のクラスターイオンを同時に捕捉して集団加速することを⁽¹⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾提案してきた。

この加速器の設計上の観点からこの加速ポテンシャル進行波のパワーがビームの強度と加速度をパラメータとして加速距離とどんな関係にあるかを知っておくことは重要である。本論文ではこの点を理論的に検討した結果につき述べる。

2. 加速電極同軸上の単位長さ当たりのパワー

加速電極同軸上を進行する加速ポテンシャル進行波の位相速度を $v_p(t)$ 、その加速度を α 、軸上出発点における初期位相速度を v_0 、その時間を $t=0$ とすると

$$v_p(t) = v_0 + \alpha t. \quad (2.1)$$

今質量 M なるクラスターイオンがポテンシャル進行波の谷間に捕獲され1点に釘づけになり、加速されていると仮定する。その時は

$$v_c = v_p(t), \quad (2.2)$$

ここで、 v_c はクラスターイオンの速度である。このクラスターイオンの運動のエネルギーは $t=t$ において

$$E(t) = (1/2) M v_c^2 = (1/2) M v_p^2(t), \quad (2.3)$$

このエネルギーが dt 時間に dE だけ増加するのに必要なパワー $p(t)$ は(2.1)式より

$$p(t) = dE/dt = (1/2) M dv_p^2(t)/dt = \alpha M v_p(t), \quad (2.4)$$

位相速度 v_p はまた x の関数としても示すことができる。即ち、 $v_p = v_p(x)$ である。 $t=t$ におけるクラスターイオンの位置 x は $v_p(t)$ を t について積分することによって得られる

$$x = \int_0^t v_p(t') dt' = \int_0^t (v_0 + \alpha t') dt' = v_0 t + (1/2) \alpha t^2, \quad (2.5)$$

ただし、 $t=0$ において $x=0$ である。式(2.5)を t について解くと、 $v_p(x)$ が $t=0$ において $x=0$ という条件で解ける。そして

$$v_p(x) = \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x}. \quad (2.6)$$

もしも、クラスターイオンの位置 x を t に関連づけると次式のようになる。即ち

$$v_p(x) = v_p(t). \quad (2.7)$$

クラスターイオンビームの中には質量の異なったクラスターイオンが含まれている。今、これらのクラスターイオンが加速ポテンシャル進行波の谷の中の1点に捕獲固定されたと仮定する。その時は、クラスターイオンの全質量 M_t は

$$M_t = \sum_n M_n, \quad (2.8)$$

n は谷の中のクラスターイオンを区別する番号であり、 M_n はそのクラスターイオンの質量である。そのクラスターイオンが質量 m の原子から成り立っているとすると

$$M_n = N_n m, \quad (2.9)$$

そして、全質量 M_t は

$$M_t = m \sum_n N_n, \quad (2.10)$$

ここで N_n はそのクラスターイオンを形成する原子の個数であり $\sum_n N_n$ は谷の中の構成原子の総数である。クラスターイオンビームの等価電流 I_{eq} は次のように書き表せる、

$$I_{eq} = f \sum_n N_n, \quad (2.11)$$

但し、 $\sum_n N_n$ はどの谷の中でも等しいと仮定している。そして I_{eq} の単位は'atoms/sec'であり、 f は進行波の周波数である。そうすると、 $\sum_n N_n$ は次のように書く事ができる。

$$\sum_n N_n = I_{eq} / f, \quad (2.12) \quad \text{そして} \quad M_t = m I_{eq} / f. \quad (2.13)$$

それ故、運動エネルギー $(1/2)M_e v_p^2(t)$ が dt 時間に dE だけ増えるに必要なパワー $p(t)$ は次の(2.14)式の様に示される、

$$p(t) = \alpha m (v_0 + \alpha t) I_{ea} / f, \quad (2.14)$$

パワー $p(x)$ は谷の中のクラスターイオンが x において加速されるのに必要なパワーである。電極同軸上の単位長さ当たりのパワー消費の分布を求めるためには加速に必要な単位長さ当たりのパワーが必要である。これは $p(x)$ を $\lambda(x)$ で割れば求められる。 $\lambda(x)$ は波長である。 $p(x)$ は1波長当たりのパワーである。その理由は次の関係から容易に理解できる。即ち、

$$\begin{aligned} p(x) &= \alpha M_e v_p(x) = \alpha m I_{ea} \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} / f = \alpha m I_{ea} f \lambda(x) / f \\ &= \alpha m I_{ea} \lambda(x) = p_0 \lambda(x), \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\text{但し、} \quad p_0 = p(x) / \lambda(x), \quad (2.16)$$

$$\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} = f \lambda(x), \quad (2.17)$$

$$\text{そして} \quad p_0 = \alpha m I_{ea}. \quad (2.18)$$

$p_0 = \alpha m I_{ea}$ は一定であり、単位長さ当たりに必要なパワーである。 αm は加速電極同軸上単位長さ当たりの構成原子のエネルギー利得である。そして I_{ea} はビーム等価電流であり毎秒 x を通過する構成原子の個数である。構成原子の質量は全て等しいとする。

この場合クラスターイオンは各ポテンシャルの谷に於いて軸上に沿って均一に分布していると仮定する。波長 $\lambda(x)$ は x に於ける谷の長さに相当する。各の谷は軸に沿って広がっており、谷の軸上の位置は一義的に定まらないので、谷の中の最小ポテンシャルの点の位置で定める。

この考察では谷の中でのクラスターイオンの細かい x 方向の振動は無視して $p(t)$ と $p(x)$ には影響しないとする。何故ならば、その振動はクラスターイオンと加速電極との間で小さなパワーの交換が行われ平均すればゼロになると考えられるからである。

3. 遅延回路軸上のパワー分布

加速ポテンシャル進行波は遅延回路上の特定の諸点と加速電極とをそれぞれ電氣的に結ぶ事により加速電極同軸上に形成される。遅延回路軸上の1点 x_a と加速電極上の1点 x とは次の(3.1)式により、関係づけられる、即ち、

$$t = x_a / v_a = \int_0^x dx' / v_p(x') = \int_0^x dx' / \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x'}, \quad (3.1)$$

但し、 v_a は遅延回路上の一定位相速度である。そして、遅延回路の入力端子は加速電極の第一のものに電氣的に結ばれている。そして、受電端端子は最後の電極に結ばれている。(3.1)式を x' について積分すると x_a は x の関数として示される、

$$x_a = (v_a / \alpha) (\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} - v_0). \quad (3.2)$$

(3.2)式から $v_p(x)$ は次式のように x_a と関連づける事が出来る、

$$v_p(x) = \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} = (\alpha / v_a) x_a + v_0. \quad (3.3)$$

x は x_a の関数として(3.3)式より得られる。即ち、

$$x = (x_a/2v_a) \{ (\alpha/v_a)x_a + 2v_0 \} \quad (3.4)$$

加速電極同軸上のパワー分布は次のようにして得られる。パワー P は遅延回路を通して高周波電源から与えられる。 P は x において補足されたクラスターイオンを加速するために電極軸上単位長さ当たりパワー p_0 を消費しながら流れていく。 P は受電端の方に流れていくにつれて減少する。もし、 P が dx 進むうちに dP だけ減れば、(2.18)式から

$$-dP/dx = p_0 = \alpha m I_{ea} \quad (3.5)$$

この式を積分すると

$$-\int_{P_0}^{P(x)} dP = \alpha m I_{ea} \int_0^x dx' \quad (3.6)$$

となり、パワー分布 $P(x)$ は次の(3.7)式のようになる、

$$P(x) = P_0 - \alpha m I_{ea} x \quad (3.7)$$

加速電極同軸上を流れるパワー $P(x)$ は x について直線状に減少することが解る。

遅延回路軸上のパワー分布を得るために、(3.7)式において、 $P(x)$ を $P_a(x_a)$ に、 x を x_a に(3.4)式を用いて交換する。即ち、

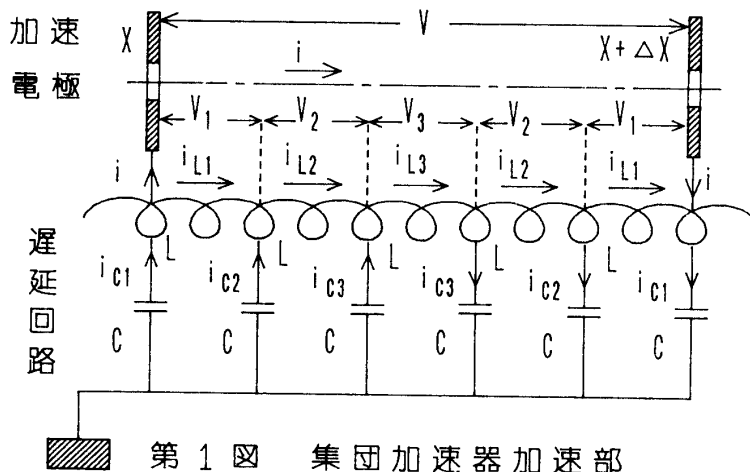
$$P_a(x_a) = P_0 - (1/2) m I_{ea} (\alpha/v_a) x_a \{ (\alpha/v_a) x_a + 2v_0 \} \quad (3.8)$$

遅延回路上のパワー分布 $P_a(x_a)$ は $P(x)$ より複雑である事が解る。前者は x_a の二次関数であり、後者は x の一次関数である。

さて、(3.7)式をみると P_0 は $x=0$ の場合の $P(0)$ の値であり、高周波電源の出力電圧と遅延回路の入力インピーダンスとによって決まる。但し、この入力インピーダンスはクラスターイオンの加速パワーを含めている。この関係を知るために次の節にこれについて調べた結果を示す。

4. 高周波電圧とパワーとの関係

高周波電源の出力パワー $P(0)$ 、即ち P_0 を知るためには電源の出力電圧と加速電極間に流れるビーム電流及び遅延回路に流れる電流を知らなければならない。今、考察を一般化するために電極同軸上の任意の位置 x と $x+\Delta x$ の間における加速ポテンシャル進行波の電圧と各種電流とを求めてみる。 Δx は電極間隙長である。以上の状況を第1



図に示す。この図は集中定数回路で示してあるが実際は分布定数回路である。集中定数回路の方が解析し易いと考えられたからである。ここで加速部の一例として、2個の加速電極間にある遅延回路切片が、等しいインダクタンス L が5個直列につながり、各々接続点に等しいキャパシタンス C が各1個ずつ並列に6個接続されている場合を示す。

この回路の各素子の電流をキルヒホッフの法則により求めると電流の流れは図中の矢印のようになる。これらの流れから電極間のクラスターイオンビームの加速に必要なパワーとその電極間の遅延回路切片内のパワーとの関係を求めることが出来る。回路図から次の諸関係が明かである。即ち、キルヒホッフの法則により回路内の導線の交点における電流の関係式は(4.1)~(4.3)に、又、各インダクタンス L の両端にかかる電圧 $V_1 \sim V_3$ は式(4.4)に示す。 V は電極間に加えられた $t=t$ における電圧であり $V_1 \sim V_3$ との関係を式(4.5)に示す。尚、キャパシタンスを流れる電流 i_{c1} , i_{c2} , i_{c3} はそれぞれ(4.6), (4.7), (4.8)式に示す。ここで Q は C に蓄えられた電荷である。

$$i = i_{c1} - i_{L1} \quad (4.1) \quad i_{L1} = i_{L2} - i_{c2} \quad (4.2) \quad i_{L2} = i_{L3} - i_{c3} \quad (4.3)$$

$$V_1 = L di_{L1}/dt, \quad V_2 = L di_{L2}/dt, \quad V_3 = L di_{L3}/dt \quad (4.4)$$

$$V = 2V_1 + 2V_2 + V_3 \quad (4.5)$$

$$i_{c1} = -dQ/dt, \quad Q = (1/2)CV, \quad i_{c1} = -(1/2)CdV/dt \quad (4.6)$$

$$i_{c2} = -(1/2)Cd(2V_2 + V_3)/dt \quad (4.7) \quad i_{c3} = -(1/2)CdV_3/dt \quad (4.8)$$

以上の関係を用いて加速電極間隙 x と $x+\Delta x$ との間においてクラスタービームを加速するのに必要なパワー $p(t)$ を求めてみる。 $p(t)$ は(4.9)式に示すように i と V との積である。

$$\begin{aligned} p(t) &= iV = i_{c1}V - i_{L1}V = i_{c1}V - i_{L1}(2V_1 + 2V_2 + V_3) = i_{c1}V - 2i_{L1}V_1 - 2i_{L1}V_2 - i_{L1}V_3 \\ &= i_{c1}V - 2i_{L1}V_1 - 2(i_{L2} - i_{c2})V_2 - (i_{L3} - i_{c3} - i_{c2})V_3 \\ &= i_{c1}V - 2i_{L1}V_1 - 2i_{L2}V_2 - i_{L3}V_3 + i_{c2}(2V_2 + V_3) + i_{c3}V_3 \end{aligned} \quad (4.9)$$

この式を(4.4)~(4.8)式を用いて変形して整理すると

$$\begin{aligned} p(t) = iV = & -\frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{2} \cdot \frac{C}{2} \cdot V^2 + 2L \cdot \frac{1}{2} \cdot i_{L1}^2 + 2L \cdot \frac{1}{2} \cdot i_{L2}^2 + L \cdot \frac{1}{2} \cdot i_{L3}^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{C}{2} \cdot (2V_2 + V_3)^2 \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \cdot \frac{C}{2} \cdot V_3^2 \right\} = -\frac{dW}{dt} \end{aligned} \quad (4.10)$$

但し、 W は遅延回路切片の中の L, C に蓄えられているエネルギーの合計を表す。即ち、

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{C}{2} V^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{C}{2} (2V_2 + V_3)^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{C}{2} V_3^2 + \frac{1}{2} \cdot 2L i_{L1}^2 + \frac{1}{2} \cdot 2L i_{L2}^2 + \frac{1}{2} \cdot L i_{L3}^2 \quad (4.11)$$

このことは両加速電極間に入る遅延回路のパワーの一部がクラスターイオンビームの加速に費やされたことを示している。

さて、加速ポテンシャル進行波の谷に捕獲された全クラスターイオンが加速電極の間でうける力の合計 F は

$$F = qE = M_e dv_o/dt \quad (4.12), \quad q = ne \quad (4.13)$$

但し、 q は全クラスターイオンの総電荷であり、 n は1個の谷に捕獲されたクラスターイオンの個数である。式(4.12)の両辺に v_o を乗じ、(4.13)を用いると、

$$M_e v_o dv_o/dt = (ne v_o / \Delta x) V \quad (4.14) \quad d\{(1/2)M_e v_o^2\}/dt = iV \quad (4.15)$$

但し、 $i = ne v_o / \Delta x$ (4.16)

$$(4.15) \text{ と } (4.10) \text{ 式より、} \quad d\{(1/2)M_e v_o^2\}/dt + dW/dt = 0 \quad (4.17)$$

$$\text{即ち、} \quad (1/2)M_e v_o^2 + W = U = \text{const.} \quad (4.18)$$

電極間の遅延回路の部分に含まれるエネルギーとクラスターイオンのエネルギーの和は時間に関係なく一定であることを示している。 U はエネルギーの和を示す。電極間の電位差 V は時間と共に変化しているが、 V が最大の時も U は変わらないわけだから

(4.11)式は次のように書ける、

$$W' = (1/2)(C/2)V_m^2 + (1/2)(C/2)(2V_{2m} + V_{3m})^2 + (1/2)(C/2)V_{3m}^2 \quad (4.19)$$

電源電圧は正弦波なので、回路の電流は V_m と90度の位相差にあり $V=V_m$ の時は全部零となる。そして(4.18)式は $(1/2)M_t v_c'^2 + W' = U = \text{const.}$ (4.20)

v_c', W' はそれぞれ V_m におけるクラスターイオンの速度とこの遅延回路切片に含まれているエネルギーである。今、 $(2V_{2m} + V_{3m})/V_m = a$ (4.21); $V_{3m}/V_m = b$ (4.22)

とすると、 $W' = (1/2)(C/2)V_m^2(1+a^2+b^2) = (1/2)\{C(1+a^2+b^2)/2\}V_m^2$ (4.23)

但し、 a, b は、第1図に示すように L, C が一定であるので定数である。そこで、式(4.17)は次のように書ける、

$$d\{(1/2)M_t v_c'^2\}/dt = i'V_m = -dW'/dt = -d\left[(1/2)(C'/2)V_m^2\right]/dt \quad (4.24)$$

ここで、 $i' = ne v_c' / \Delta x$ (4.25) $C' = (1+a^2+b^2)C$ (4.26)

さて、 x における C の電圧を V_x 、 $x+\Delta x$ における C の電圧を $V_{x+\Delta x}$ とすると、

$$V = V_x - V_{x+\Delta x} \quad (4.27)$$

ところが、 $V_x = V_0 \cos\left\{\int_0^x k(x')dx' - \omega t + \theta\right\}$; $V_{x+\Delta x} = V_0 \cos\left\{\int_0^{x+\Delta x} k(x')dx' - \omega t + \theta\right\}$ (4.28)

但し、 V_0 は加速ポテンシャル進行波の振幅であり、 Δx が非常に小さいので $x, x+\Delta x$ の2点においては等しいとした。(4.27)により V は

$$\begin{aligned} V &= 2V_0 \sin\left\{\omega \Delta x / 2 / \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x}\right\} \sin\left[(\omega/\alpha)\left\{\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} + \alpha \Delta x / 2 / \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} - v_0\right\} - \omega t + \theta\right] \\ &= V_m \sin\left[(\omega/\alpha)\left\{\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} - v_0\right\} - \omega t + \theta\right] \end{aligned} \quad (4.29)$$

但し、 $k(x), \omega, \theta$ はそれぞれ加速ポテンシャル進行波の位相定数、角周波数、位相である。 $v_0, \alpha, \lambda(x)$ はクラスターイオンの初速度、ポテンシャル進行波の加速度及び波長である。そして、

$$k(x) = 2\pi/\lambda(x) = \omega/\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x}, \quad (4.30); \quad V_m = 2V_0 \sin\left\{\omega \Delta x / 2 / \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x}\right\} \quad (4.31)$$

そこで、次のように仮定する、 $\alpha \Delta x / 2 / \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} \ll \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x}$ (4.32)

(4.24)式の V_m に(4.31)を代入すると

$$d\{(1/2)M_t v_c'^2\}/dt = -d\left[C'V_0^2(x) \sin^2\left\{\omega \Delta x / 2 / \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x}\right\}\right]/dt \quad (4.33)$$

さて、既に述べたように M_t は加速ポテンシャル進行波の谷に捕獲された全クラスターイオンの総質量である。それらのクラスターイオンは進行方向と同じ方向に加速する電界を持つ谷の後ろ半分に殆ど捕獲されている。この半分は半波長の長さを持つ。即ち、クラスターイオンはこの半波長に分布している。故に、 Δx は $\lambda(x)/2$ に変えねばならない。

$$d\{(1/2)M_t v_c'^2\}/dt = -d\left[C'V_0^2(x) \sin^2\left\{\omega(\lambda(x)/2)/2 / \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x}\right\}\right]/dt \quad (4.34)$$

ここで、 $\omega \lambda(x) = 2\pi f \lambda(x) = 2\pi v_p(x) = 2\pi \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x}$ (4.35)

故に、 $\omega \lambda(x) / 2 / 2 / \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} = \pi/2$ (4.36)

従って、(4.34)式は $d\{(1/2)M_t v_p'^2\}/dt = -C'dV_0^2(x)/dt$ (4.37)

但し、 $v_c = v_p(x)$ である。これは捕獲されているクラスターイオンがポテンシャルの谷と共に進行するからである。このことは(2.2)式と(2.7)式により明白である。

(4.37)式を積分すると

$$(1/2)M_t \int_{v_0^2}^{v_p^2(x)} d(v_p'^2) = -C' \int_{V_0^2}^{V_0^2(x)} d(V_0^2(x)) \quad (4.38)$$

$$(1/2)M_t\{v_p^2(x)-v_0^2\}=-C'\{V_0^2(x)-V_{00}^2\} \quad (4.39)$$

$$(2.6) \text{式を用いると、} \quad M_t\alpha x=C'V_{00}^2-C'V_0^2(x) \quad (4.40)$$

V_{00} は $x=0$ における加速ポテンシャル進行波の振幅であり、 $V_{00}=V_0(0)$ である。

$$(2.13) \text{式より、} \quad \alpha m I_{eq} x = f C' V_{00}^2 - f C' V_0^2(x) \quad (4.41)$$

$$\text{今、} \quad f C' V_{00}^2 = P_0 \quad (4.42); \quad f C' V_0^2(x) = P(x) \quad (4.43)$$

$$\text{と置くと} \quad P(x) = P_0 - \alpha m I_{eq} x \quad (4.44)$$

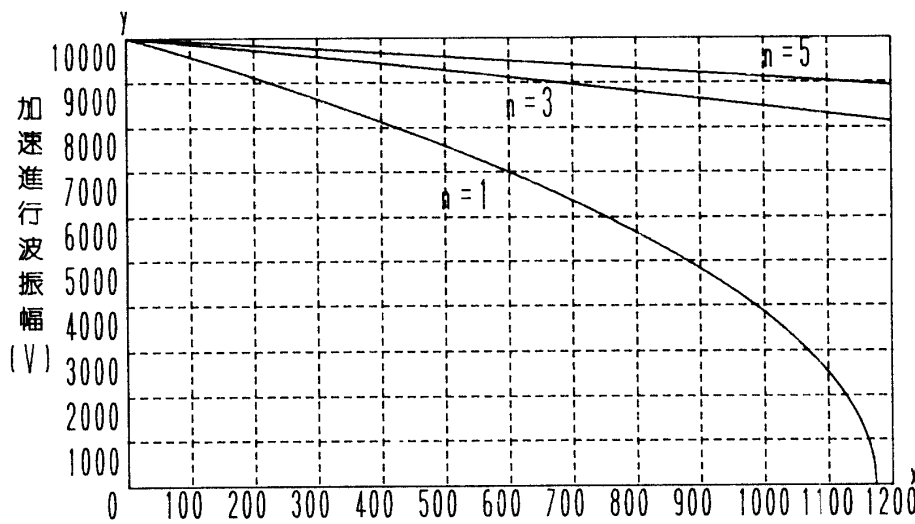
この式は(3.7)式と同じである。加速ポテンシャル進行波の振幅と電極同軸上の位置 x との関係を(4.41)式から求めると(4.42),(4.43)により、

$$V_0(x) = V_{00} \sqrt{1 - (\alpha m I_{eq} / P_0) x} = V_{00} \sqrt{P(x) / P_0} \quad (4.45)$$

即ち、振幅は x におけるパワーの平方根に比例する事が解る。

5. $V_0(x)$ と x との関係

第2図に $V_0(x)$ と x との関係の一例を示す。この集団加速器の加速領域に対して



第2図 加速電極同軸上での距離 (cm)

$V_0(x)$ を求めるとき
 P_0 として領域の長さ
 L から

$$P_0 = n \alpha m I_{eq} L \quad (5.1)$$

と置く。これはその領域に必要なパワーであり、 n は損失を見込んで P_0 を十分に大きく保つための倍率である。(5.1)式を(4.45)式に代入すると(4.45)式は非常に簡単になる。即ち

$$V_0(x) = V_{00} \sqrt{1 - x/nL} \quad (5.2)$$

この式によると $V_0(x)$ はクラスターイオンが進行した距離 x にのみ依存して他の変数には依存しない事が解る。この集団加速器は加速領域が3段階に分かれており、第1段加速領域では $L=11.74\text{m}$ である。 n としては $n=1, 3, 5$ の三つの場合を示す。 $n=1$ では $V_0(x)$ は加速領域の終端に近づくにつれて急激に低下するが、 $n=3, 5$ の場合は終端においてそれぞれ80%, 90%にしか低下しない。第2、第3段の加速領域に置いても同様である。故に、 $n=3, 5$ を採用すべきである。 $n=1$ の場合は振幅が減衰し過ぎてクラスターイオンのポテンシャルの谷への捕獲が困難になる。ここで $V_{00}=10000 \text{ volts}$ である。

6. 結言

前回、遅延回路を用いた核融合プラズマ追加熱用のクラスターイオン集団加速器を報告したが、そこでは個々の加速電極に電力増幅器を接続して加速用のパワーを供給した。しかし、その台数は膨大なものになると考えられ経済的にも建設費が嵩むだけ

でなく、どれか一台でも故障すれば、それを発見するのは容易ではないと思われる。

そこで、今回は増幅器は使わないで直接遅延回路から加速電極に電力を供給する方法を提案した。この場合は遅延回路の一端、即ち、送電端に接続された高周波電源よりクラスターイオン加速用の全電力を供給する事になる。そのため加速ポテンシャル進行波の持つ電力は進行距離と共に減衰する。この電力減衰分は進行距離に比例し、この波の振幅は電力の平方根に比例して減少する事が理論的解析により判明した。

本方法では遅延回路の単位距離当たりの電力の減衰が波の進行と共に増大するので波の反射の有無、その程度についての実験的検討が必要となるであろう。 (終)

参 考 文 献

- (1) H.Enjoji: Proc.Int.Conf. on Plasma Phys., Fusion Research Association of Japan, Nagoya (1980) Vol.1, p.291
- (2) H.Enjoji: Proc. of 11th SOFT, Oxford (1980) Vol.2 pp.1119-1125 (Pergamon Oxford 1980)
- (3) H.Enjoji, H.Suzuki & M.Kawaguchi: Proc. of 13th SOFT, Varese(1984), p.721-726 (Pergamon, Oxford 1984)
- (4) M.Kawaguchi, H.Suzuki & H.Enjoji: Jpn.J.Appl.Phys. Vol.25 pp.489-495 (1986)
- (5) K.Yano, S.H.Be, H.Enjoji & K.Okamoto: Jpn.J.Appl.Phys., Vol.14 pp.526-532(1975)
- (6) "CLUSTER BEAM INJECTION" F.Bottiglioni, J.Coutant & M.Fois, DPh-PFC-SCP EUR-CEA-FC-931 Nov.1977
- (7) F.Bottiglioni, J.Coutant & M.Fois: Nucl.Fusion, Vol.14 pp.365-375(1974)
- (8) 円城寺 博: 福井工業大学研究紀要 第21号 PP.1-7

(平成3年10月29日受理)