

加速ポテンシャル進行波の波間における クラスターイオンの運動に関する研究

円城寺 博*

STUDY OF THE MOTION OF DEUTERIUM CLUSTER IONS ON THE ACCELERATING POTENTIAL WAVES

Hiroshi ENJOJI

Collective acceleration of deuterium cluster ions by accelerating potential waves has been proposed so far for the secondary heating of hot plasmas in fusion reactors. A collective accelerator using the accelerating potential waves which are generated with the accelerating electrodes electrically joined to the specified points on a delay line has been designed and the decay of the accelerating waves has been investigated theoretically. In order for the deuterium cluster ions to be accelerated by the waves, they must be trapped in the potential wells of the waves. In this paper the motion of the trapped cluster ions and the trapping conditions are shown by solving the equation of motion of the cluster ions in the wells with a computer using the Runge-Kutta-Gill method.

1. 緒言

重水素の原子核同志を衝突させて核融合反応を起こさせるには、この原子核と電子からなるプラズマを更に追加熱して反応開始の温度にまで上げてやらなければならない。この追加熱法としては、世界的に見てプラズマの高周波加熱とプラズマへの中性粒子ビーム入射が行はれているが、後者はビームの等価電流密度が小さいためビーム断面積が極めて大きくなり（数平方m）ビーム本数も、ものによっては10本以上にもおよび巨大な全入射口面積はプラズマの加熱と閉じこめ磁場に悪影響を与えられ

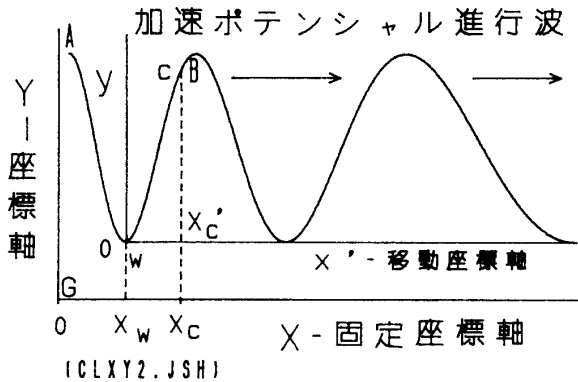
えられる。重水素クラスターイオンは 10^{-10} 個の構成原子から成り立つ重水素の原子集団のイオンであり、そのイオンビーム等価電流密度は桁違いに大きく、このビームを入射加熱に使用すればビーム本数と入射口面積は激減し、大出力の商業用ベースの核融合炉に適用可能と考えられる。

クラスターイオンビームの中には上に述べたように大小様々のクラスターイオンが含まれているので一般の加速法では構成原子に等しい有効なエネルギーを与える事が出来ない。そのため従来、集団加速器を提案してきた。これは、同軸上に等間隔に配置された加速電極に、遅延回路のコイルの特定された諸点と加速電極とをそれぞれ結ぶことにより発生する加速ポテンシャル進行波を加え、その波の波間に大小様々のク

*電気工学科

ラスタライオンを捕捉して加速するものである。本論文では波間におけるラスタライオンの運動と捕捉の条件を求めた。それに就きここに述べる。

2. クラスタライオンの運動の方程式



第1図 クラスタライオン座標系

第1図にクラスタライオンの座標系を示す。クラスタライオンは加速ポテンシャル進行波の波間A-W-Bの中に捕捉され加速される。この加速ポテンシャル進行波の座標軸y-w-x'はこの進行波に付着して、進行波と共に加速移動する。0点は波間の最低点Wにある。0点のX-固定座標軸上の位置を x_w とする。また波間にあるクラスタライオンcのx'-移動座標軸及びX-固定座標軸上の位置をそれぞれ $x_{c'}(m)$, $x_c(m)$ とする。その時は

クラスタライオンの固定座標軸上の位置は(1)式により、X-固定座標軸上の加速度は(2)式のような関係をもつ。ここで、 $t(s)$ は時間を表す。また(2)式の右辺第1項は加

$$x_c = x_w + x_{c'} \quad (1) \quad d^2x_c/dt^2 = d^2x_w/dt^2 + d^2x_{c'}/dt^2 \quad (2)$$

速ポテンシャル進行波の加速度を表すもので、これを(3)式のように $\alpha(m/s/s)$ と置く。

即ち $d^2x_w/dt^2 = \alpha \quad (3) \quad V = V_m \cos \left(\int_0^x k(x') dx' - \omega t + \theta \right) \quad (4)$

$\alpha(m/s/s)$ は時間と位置に関して一定である。一方、加速ポテンシャル進行波のポテンシャルを表す式は既に示してあるように(4)式である。但し、 $V(volt)$ はそのポテンシャル、 V_m はその振幅である。 $k(x)$ は位相定数に相当するもので、加速進行波であるため一定ではない。X-固定座標軸上の点 $x(m)$ の関数である。 $\omega = 2\pi f$, $\theta(rad)$ はそれぞれ角周波数と位相角であり、 $f(Hz)$ は周波数である。既に示してあるように

$$\int_0^x k(x') dx' = \int_0^x \frac{2\pi dx'}{\lambda(x')} = \int_0^x \frac{2\pi f dx'}{f \lambda(x')} = \int_0^x \frac{\omega dx'}{v(x')} = \int_0^x \frac{\omega dx'}{\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x'}} \quad (5)$$

ここで、 $\lambda(x)$, $v(x)$, v_0 はそれぞれX-固定座標軸上における加速ポテンシャル進行波の波長、位相速度、及び初期位相速度である。(5)式を積分すれば

$$\int_0^x k(x') dx' = (\omega/\alpha) \left(\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} - v_0 \right) \quad (6)$$

故に(4)式は

$$V = V_m \cos \left\{ (\omega/\alpha) \left(\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x} - v_0 \right) - \omega t + \theta \right\} \quad (7)$$

さて、ポテンシャルの波間におけるクラスタライオンの運動の方程式は(2)式より

$$m d^2x_{c'}/dt^2 = m d^2x_c/dt^2 - m d^2x_w/dt^2 \quad (8)$$

但し、 $m(kg)$ は或るクラスタライオンの質量。X-固定座標軸上では次の関係が成り立っている。

$$m d^2x_c/dt^2 = Ze(-\partial V/\partial x_c) = 2eV_m \left(\omega/\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x_c} \right) \sin \left\{ (\omega/\alpha) \left(\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x_c} - v_0 \right) - \omega t + \theta \right\} \quad (9)$$

そこで、(8)式に(9)式と(3)式を代入すると

$$m d^2x_{c'}/dt^2 = 2eV_m \left(\omega/\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x_c} \right) \sin \left\{ (\omega/\alpha) \left(\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x_c} - v_0 \right) - \omega t + \theta \right\} - m\alpha \quad (10)$$

(10)式の中の x_c を $x_{c'}$ に置き換えるために(1)式を用いると

$$v_0^2 + 2\alpha x_c = (v_0^2 + 2\alpha x_w) + 2\alpha x_c' \quad (11)$$

今、ポテンシャルの波間の最低点 w が $t=0$ において初期位相速度 v_0 、加速度 α で X -固定座標軸の0点 G を通過したとすると $t=t$ における w の位相速度および w の座標 x_w はそれぞれ(12)、(13)式となる。

$$v_w = v_0 + \alpha t \quad (12) \quad x_w = \int_0^t v_w dt' = \int_0^t (v_0 + \alpha t') dt' = v_0 t + (1/2)\alpha t^2 \quad (13)$$

$$(13) \text{式を} t \text{に就いて解くと} t \geq 0 \text{であるので} \quad t = (-v_0 + \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x_w}) / \alpha \quad (14)$$

この式を書き換えると(12)式より

$$v_0 + \alpha t = \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x_w} \quad (15) \quad v_w = \sqrt{v_0^2 + 2\alpha x_w} \quad (16)$$

$$\text{故に(11)式は} \quad v_0^2 + 2\alpha x_c = (v_0 + \alpha t)^2 + 2\alpha x_c' \quad (17)$$

これを(10)式に代入すると $md^2 x_c' / dt^2 =$

$$ZeV_m \left(\omega / \sqrt{(v_0 + \alpha t)^2 + 2\alpha x_c'} \right) \sin \left\{ (\omega / \alpha) \left(\sqrt{(v_0 + \alpha t)^2 + 2\alpha x_c'} - v_0 \right) - \omega t + \theta \right\} - m\alpha \quad (18)$$

さて、ここで θ について吟味しておかなければならない。 θ はクラスターイオンの加速ポテンシャル進行波への打ち込み位相に相当する。故に θ は任意でよいが本論文では特に $\theta = \pi$ の場合を考えていく。これはクラスターイオンをポテンシャル最低点に打ち込み静かに効率よく捕捉するためである。(7)式において $x=0$ 、 $t=0$ とすると $V = V_m \times \cos \theta$ となる。これは X -固定座標軸の0点 G において $t=0$ の瞬間のポテンシャルの大きさを示し、その大きさはその時の位相角 θ に依存する。ところが前記の定義によると(12)、(13)式が示すように $x=0$ 、 $t=0$ では w は最低ポテンシャルを示していた。即ち $V = V_m \cos \pi$ 、 $\theta = \pi$ であることを意味している。 $\cos(\phi + \pi) = -\cos \phi$ であるから(7)式

$$\text{次のように書ける。} \quad V = -V_m \cos \left\{ (\omega / \alpha) \left(\sqrt{v_0^2 + 2\alpha x_c'} - v_0 \right) - \omega t \right\} \quad (19)$$

故に(18)式は $md^2 x_c' / dt^2 =$

$$-ZeV_m \left(\omega / \sqrt{(v_0 + \alpha t)^2 + 2\alpha x_c'} \right) \sin \left\{ (\omega / \alpha) \left(\sqrt{(v_0 + \alpha t)^2 + 2\alpha x_c'} - v_0 \right) - \omega t \right\} - m\alpha \quad (20)$$

(20)式がポテンシャルの波間におけるクラスターイオンの運動の方程式である。右辺は x_c' と t の二つの独立変数の関数になっている。

3. RUNGE-KUTTA-GILLの法による運動の方程式の解

この式は解析的には解けないのでPERSONAL COMPUTERを用いRUNGE-KUTTA-GILLの法により解いた。第1、2表にそれぞれ加速ポテンシャル進行波とクラスターイオンの性質を示す。計算にはこれらのパラメータを用いた。

第1表 加速ポテンシャル進行波の性質

(1) 振幅	$V_m = 10000$ volts
(2) 周波数	$f = 5 \times 10^9$ Hz
(3) 位相	$\theta = \pi$ rad
(4) 初速度	$v_0 = 3.10 \times 10^8$ m/s
(5) 加速度	$a = 2.0 \times 10^{10}$ m/s/s

第2表 クラスターイオンの性質

(1) クラスターイオン構成原子 : D
(2) 原子質量 $m_0 = 3.34 \times 10^{-27}$ kg
(3) 構成原子数 $N = 10-1000$ atoms/c.i.
(4) クラスターイオン質量 $m = Nm_0$
c.i.: cluster ion

これらの数値の根拠に関しては既に述べてあるので、ここでは省略することにする。

次に第3表に、集団加速器加速部にクラスターイオンを打ち込むときの条件を示す。

第3表 打ち込みの条件

(1) 打ち込み位置	$x=0$ m	(固定座標軸上の原点で打ち込む。)
(2) 打ち込み相対位置	$x_c' = -x_0' = 0$ m	(加速進行波の最低ポテンシャル位置 w へ打ち込む。)
(3) 打ち込み相対速度	$v_0' = v_0 = 0$ m/s	(加速進行波と等速で打ち込む。)
(4) 打ち込み時刻	$t=0$ s	

$W1 = .063$ (m), $LN = 11.74$ (m), $S = 2.43$
 $V1 = V0 = 310000$ (m/s), $A = 2E+10$ (m/s/s), $F = 5E+06$ (Hz)
 $TF = 2.21065E-05$ (s), $VM = 10000$ (volts)
 $Z = 1$, $M = 3.34E-27$ (kg), $J = 3.14$ (rad), $T0 = 0$ (s)
 $N = 1000$ (atoms/cluster ion), $H = 7.5E-08$ (s)
 $T0 = 0$ (s), $X0 = 0$ (m), $V(0) = 0$ (m/s)
 $T(400) = .00003$ (s), $X(400) = -.155737$ (m), $V(400) = -72293.4$ (m/s)
 $AC = -3.29744E+10$ (m/s/s) $PR = 7.96199E-09$ (W)

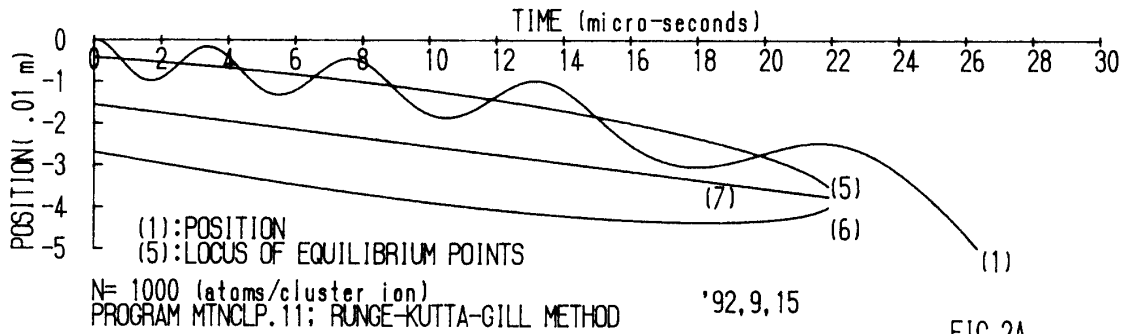


FIG.2A

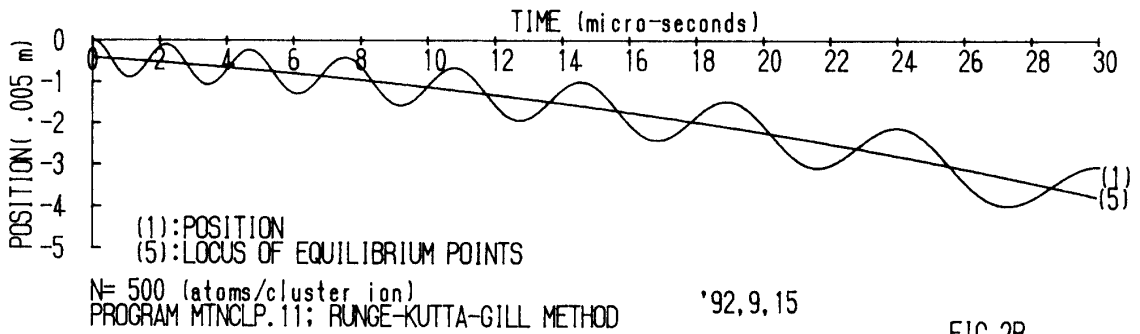


FIG.2B

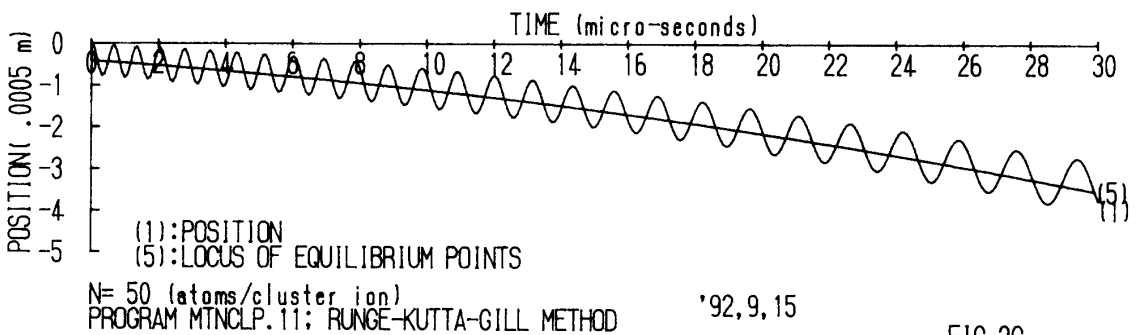


FIG.2C

第2図 加速ポテンシャル進行波の波間におけるクラスターイオンの運動

第2図は既に発表した集団加速器⁽⁸⁾の第1段加速領域におけるクラスターイオンの運動状況を示したもので、始点 $x=0$ から $x=11.74$ mの間におけるものである。一例としてクラスターイオンの構成原子数 $N=1000, 500, 50$ atoms/c.i.の場合につき $x=0$, 時間 $t=0$ において初速度 $v(0)=3.10 \times 10^5$ m/sで加速ポテンシャル進行波の w 点に打ち込んだ場合を示す。Y-座標軸の(-)方向はこの進行波の方向とは逆の方向である。これらのクラスターイオンは進行波の方向に対して波間で前後に振動しながら波と共に加速されていく。振動の中心点の軌跡(5)が時間と共に(-)方向に下がっていくのが判るであろう。これはクラスターイオンが次第に波の加速により後方に押しやられ、やがて

この波間から脱落していくのを示すものである。第2図(A)の $N=1000$ atoms/c.i.のクラスターイオンの場合は $t=22\ \mu\text{s}$ 辺りから運動の軌跡(1)が(-)方向に単調に低下していくのが判る。このことはこのクラスターイオンが第1段加速領域をやつとの思いで通過したことを示している。何故ならば、このポテンシャル進行波がこの領域を通過するのに必要な時間は $22.1\ \mu\text{s}$ であるからである。もし、これ以上の時間がたてばこのクラスターイオンはこの波間から脱落して後方の波間に追いやられることになる。そしてこのイオンは同様に更に後方の波間に追いやられ最終的にはこの進行波から完全に追い出されることになる。即ち、捕捉は失敗したことになる。その理由については後述するであろう。第2図(B),(C)の $N=500$ と 50 atoms/c.i.のクラスターイオンの場合は運動の軌跡(1)が $t=30\ \mu\text{s}$ に及んでも振動しており、第1段加速領域内では捕捉されていることを示している。以上の結果から構成原子数の小さいクラスターイオン程捕捉されやすいことを示している。(5)の曲線は振動の中心点の軌跡でありこの上ではクラスターイオンに働く力はゼロとなる。これは(20)式の左辺をゼロと置き x_{co}' について求めたものである。この場合の x_{co}' の時間経過が軌跡(5)である。今、波間からの脱落のメカニズムを明かにするために波間においてクラスターイオンに作用する力関係につき述べる。

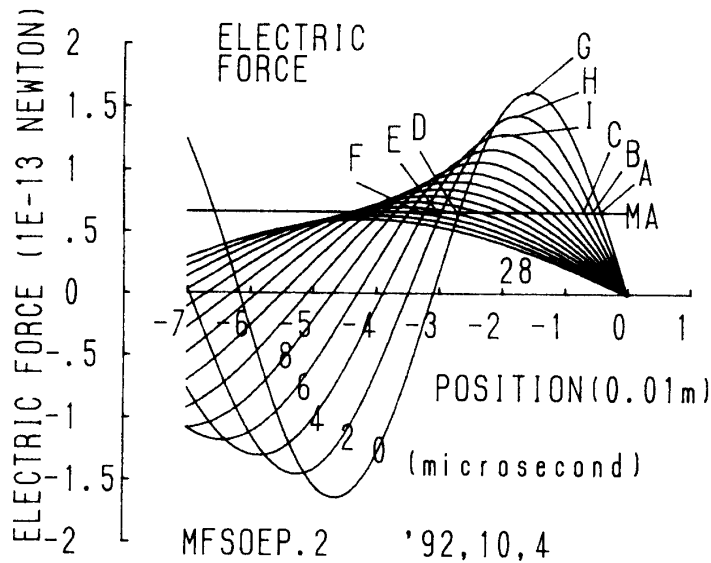
4. 波間におけるクラスターイオンの捕捉の条件

クラスターイオンが受ける力には2種類ある。一つは加速ポテンシャル進行波の電界によるものであり、他の一つはクラスターイオンが加速されることにより受ける力である。加速されるときは前者の電気的力は進行方向((+)方向)の力を与え、後者の力学的力は逆に後方((-)方向)への力を与える。前者の力は(20)式右辺の第1項であり、後者の力は右辺の第2項である。両者の力が等しくて平衡にある時は(20)式の右辺はゼロとなり x_{co}' は振動せず単調に時間に対して変化する。今、その時の x_{co}' を両者の力を等しいと置いて求める。この場合の x_{co}' を x_{coo}' とすると、

$$x_{coo}' = \frac{v_0 + \alpha t}{2\pi f} \arctan \left[\frac{-\frac{Nm_0\alpha(v_0 + \alpha t)}{ZeV_m 2\pi f}}{\sqrt{1 - \left(\frac{Nm_0\alpha(v_0 + \alpha t)}{ZeV_m 2\pi f}\right)^2}} \right] \quad (21)$$

$$\text{但し、} \quad (v_0 + \alpha t)^2 \gg 2\alpha x_{co}' \quad (22)$$

として近似的に x_{coo}' を求めた。この x_{coo}' が第2図の(5)のカーブである。両者の力が等しくない時はこのカーブを中心線としてクラスターイオンは波間を前後に振動する。この現象は既に第2図の振動波形(1)によって示されている。この中心線は時間と共に後方に退いていく。その理由を第3図に示す。0から出発する波形は加速ポテンシャル進行波の電界による力を示している((20)式右辺第1項)。パラメータは経過時間を示すもので時間と共にこの波は振幅が小さくなり波長は長くなっていく。そのため加速による力 $MA (=m\alpha, (20)式右辺第2項)$ との交点、即ち力の平衡点(振動の中心点)はA,B,C,----のように後方((-)方向)に移動していく。これが第2図のカーブ(5)に相当する。そして振幅が減少して MA 以下になると後方への力が圧倒的に大きくなりクラスターイオンは波間から後方へ脱落していく。この状況が第2図(FIG.2A)のカーブ(1)の $22\ \mu\text{s}$ 以降の状況である。振幅が時間と共に小さくなるのは(20)式の振

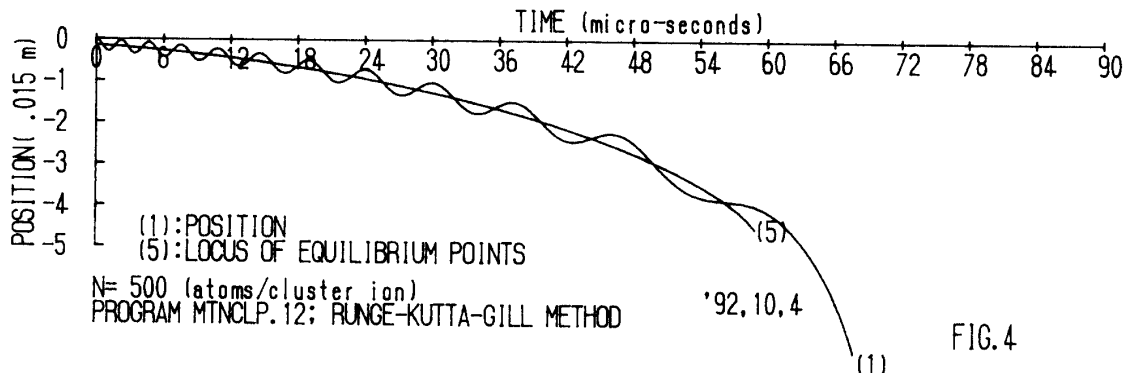


第3図 振動の中心点の移動機構

相当している。故にクラスターイオンを最低ポテンシャル点wに相対速度ゼロで打ち込んだ場合は電氣的力の最大値が加速による力学的力より小さくなるまでの間、加速ポテンシャル進行波の波間に閉じこめられることが判る。この時間 t_m を捕捉時間と呼ぶこととする。

また(24)式によるとクラスターイオンの質量が小さくなる程捕捉時間は長くなり、大きくなる程、短くなることが判る。更に、 $N=500$ と 50 atoms/c.i. の場合を求めると、それぞれ $t_m = 60\mu\text{s}$ と $737\mu\text{s}$ となり、可なり長くなることが判る。故に、クラスターイオンが何等妨害を受けなければ電界から受ける力の最大値が $m\alpha$ より小さくならない限りポテンシャルの波間に閉じこめられる事が判る。実際に振動波形で示すと第4図のようになる。 $N=500 \text{ atoms/c.i.}$ の場合振動波形が $60\mu\text{s}$ 辺りから急激に単調に後方に延び波間から脱落していく事が判る。

W1= .063 (m), LN= 11.74 (m), S= 2.43
 V1=V0= 310000 (m/s), A= 2E+10 (m/s/s), F= 5E+06 (Hz)
 TF= 2.21065E-05 (s), VM= 10000 (volts)
 Z= 1, M= 3.34E-27 (kg), J= 3.14 (rad), T0= 0 (s)
 N= 500 (atoms/cluster ion), H= 2.25E-07 (s)
 T0= 0 (s), X0= 0 (m), V(0)= 0 (m/s)
 T(400)= .00009 (s), X(400)= -5.18625 (m), V(400)= -449651 (m/s)
 AC= -1.37858E+10 (m/s/s) PR= 1.0352E-08 (W)



第4図 加速ポテンシャル進行波の波間におけるクラスターイオンの運動

幅の分母が時間と共に大きくなるからである。第3図の電界による力ELECTRIC FORCEの最大値が $m\alpha$ より小さくなる瞬間の時間 t_m を求める。(20)式の第1項の振幅と $m\alpha$ とを等しいと置き

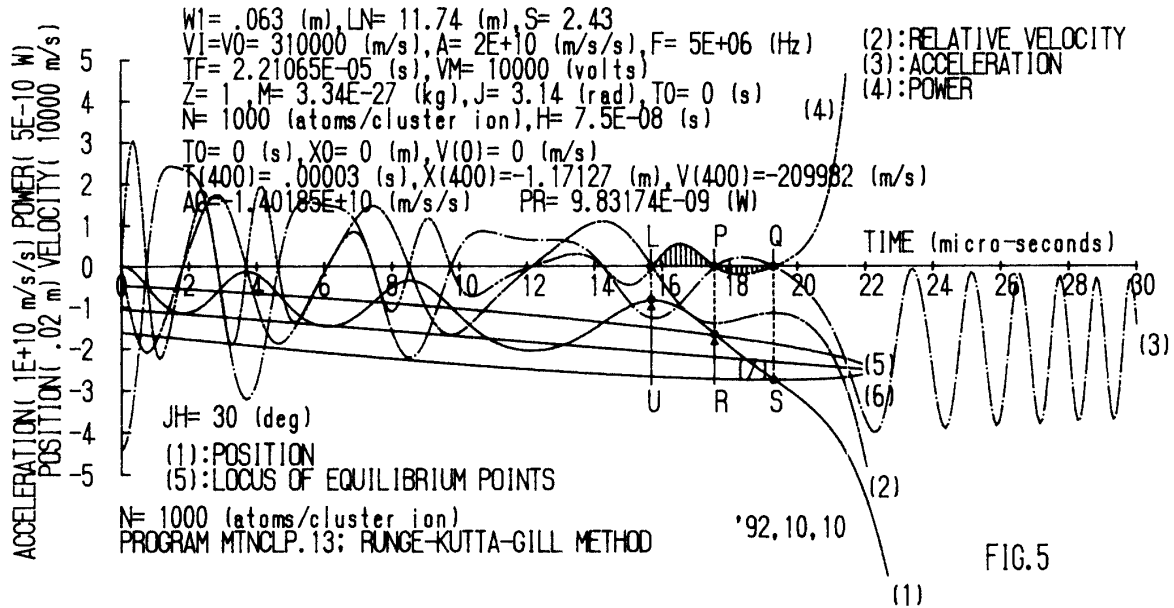
$$\frac{ZeV_m 2\pi f}{\sqrt{(v_0 + \alpha t_m)^2 + 2\alpha x_0}} = m\alpha \quad (23)$$

(22)式の条件の下 t_m を求めると

$$t_m = \left(\frac{ZeV_m 2\pi f}{m\alpha} - v_0 \right) / \alpha \quad (24)$$

$$t_m = 22.1 \times 10^{-6} \text{ (sec)}$$

t_m は $22\mu\text{s}$ となり第2図(FIG.2A)のカーブ(1)の $22\mu\text{s}$ 辺りから単調に後方に逸脱しているのに



第5図 加速ポテンシャル進行波の波間からのクラスターイオンの脱落

5. クラスターイオンの打ち込み位相を変えた場合

今までの記述はクラスターイオンを加速ポテンシャル進行波の最低ポテンシャル点 w (第1図) に打ち込んだ場合についてのみ行ってきたが、ここでは打ち込み位相を w からずらした場合についてのクラスターイオンの運動について述べる。その位相のずれを θ とすると、(20)式は次のようになる。即ち

$$m \frac{d^2 x_{c'}}{dt^2} = -2eV_m (\omega / \sqrt{(v_0 + \alpha t)^2 + 2\alpha x_{c'}}) \sin \left\{ (\omega / \alpha) \left(\sqrt{(v_0 + \alpha t)^2 + 2\alpha x_{c'}} - v_0 \right) - \omega t + \theta \right\} - m\alpha \quad (25)$$

θ が (+) の場合は位相が進み、(-) の場合は遅れる。一例として $N=1000$ (atoms/c.i.) $\theta=3.14/6$ (rad) の場合を第5図に示す。この図はクラスターイオンのポテンシャルの波間における、相対的位置の時間的变化 (カーブ(1)) のみならず、相対的速度 (カーブ(2))、加速度 (カーブ(3))、及びクラスターイオンの持つパワー (カーブ(4)) を示している。ここでの特徴は振動の中心線(5)が消失しないうちにクラスターイオンが波間から脱落する事である。(5),(7),(6)のカーブはそれぞれ第3図のABC---, GHI---, DEF---を線で結んで出来た曲線であり、クラスターイオンに対する電気的力が加速によって生ずる力 MA よりも大きい部分を持つことを示している。それにも拘らずクラスターイオンは波間から脱落している。その理由は第5図のカーブ(4)を見れば解る。このカーブは(25)式右辺に $dx_{c'}/dt$ を掛けたものであり、加速度カーブ(3)と相対速度カーブ(2)との積に m を乗じたものでパワーを表す。

今、水平軸とカーブ(4)との交点を図示のごとく L, P, Q とし、カーブ(1)と(5),(1)と(6)との交点をそれぞれ R, S とすると面積 $L(4)P$ はクラスターイオンが U から R に移動する時に受け入れるエネルギーであり、面積 $P(4)Q$ はそのクラスターイオンが R から S に移動する時に消費するエネルギーである。両面積を比較すると $L(4)P$ は $P(4)Q$ より大きい。即ち、クラスターイオンは S 点においてまだ後方への運動のエネルギーを保持しており、これによりこのクラスターイオンはこの波間から後方へ去って行く。

このメカニズムの詳細については次回に発表するであろう。

8. 結言

遅延回路上の諸点と同軸上に並べた加速電極群とを結んで発生する加速ポテンシャル進行波の波間に、重水素クラスターイオンを捕捉して加速する場合のクラスターイオンの波間における運動につき検討した結果を述べてきた。

クラスターイオンの打ち込み位相がゼロの場合、即ち、加速進行波の最低ポテンシャル点に打ち込んだ場合は、波間における運動の振幅が小さく、よく捕捉され進行波と共に加速された。本集団加速器の第1段加速領域⁽⁸⁾ではクラスターイオンの構成分子数が1000 atoms/c.i.以下の小さいイオンに対しては安定な捕捉状態を示した。そして構成分子数が小さくなるほどこの安定状態が長距離に亘り保たれる事が判った。

この理由は次の通りである：この加速ポテンシャル進行波の振幅は発生メカニズムから必然的に時間と共に減衰しクラスターイオンがこれから受ける前方への力が、この進行波の加速により受ける後方への力より小さくなるとクラスターイオンは波間から後方に脱落する事が解った。

次に、打ち込み位相を30 deg 進めた場合は運動の振幅が大きくなり、クラスターイオンが進行波から受ける前方への力がまだあるのに後方に脱落する。これは、波間における進行波の前方へのポテンシャルエネルギーがクラスターイオンの波間における後方への運動のエネルギーより小さいためであることが解った。

以上の検討からクラスターイオンを長時間安定に加速ポテンシャル進行波の波間に捕捉し長い加速領域を進行させるには、この進行波の振幅を大きくするか、振幅の減衰を小さくするしかないが、それには周波数を増大するのが最善の策と考えられる。

参 考 文 献

- (1) "CONSTRUCTION OF THE JT-60 NBI SYSTEM" Y.Ohara et al. Japan Atomic Energy Research Institute, 13th SOFT, Varese 24 to 28 Sept. 1984 2p-38
- (2) "CLUSTER BEAM INJECTION" F.Bottiglioni, J.Coutant & M.Fois, DPh-PFC-SCP EUR-CEA-FC-931 Nov.1977
- (3) F.Bottiglioni, J.Coutant & M.Fois: Nucl.Fusion, Vol.14 pp.365-375(1974)
- (4) H.Enjoji: Proc.Int.Conf. on Plasma Phys., Fusion Research Association of Japan, Nagoya (1980) Vol.1, p.291
- (5) H.Enjoji: Proc. of 11th SOFT, Oxford (1980) Vol.2 pp.1119-1125 (Pergamon Oxford 1980)
- (6) H.Enjoji, H.Suzuki & M.Kawaguchi: Proc. of 13th SOFT, Varese(1984), pp.721-726 (Pergamon Oxford 1984)
- (7) M.Kawaguchi, H.Suzuki & H.Enjoji: Jpn.J.Appl.Phys. Vol.25 pp.489-495 (1986)
- (8) H.Enjoji: Memoirs of The Fukui Institute of Technology No.21(1991) pp.1-7
- (9) H.Enjoji: Memoirs of The Fukui Institute of Technology No.22(1992) pp.33-40

(平成4年10月28日受理)