

安価な定常大電力ビーム源へのアプローチ

平 野 恵 一 (核融合科学研究所) (1992年6月5日受理/1993年2月17日改訂原稿受理)

Approach to an Inexpensive Steady-State High Power Beam Source

Kei-ichi Hirano

(Received June 5, 1992/revised manuscript received February 17, 1993)

Abstract

Demand for an inexpensive high power beam source has urged us to examine whether the usual electro-static (ES) mode is the best or not. Analyses show that the electro-magnetic (EM) mode is most attractive due to the potentiality to drive the greater beam power density by more than 10^3 times as large as that of the ES mode. The present day EM systems, however, do not show results as expected. Major cause for that is ascribed to cold gas supply to the system, because the EM force is found to choke the subsonic plasma flow necessarily appearing in the ionizing zone of the accelerator. And for its remedy, supersonic plasma supply to the system is proposed using a supersonic ion source.

1. はじめに

超高温プラズマを生成し、その良好な閉じ込め 法を探る核融合研究の分野においては、大電力プ ラズマ加熱法の研究・開発は中心課題であり、こ れまで種々の方式の研究・開発に多大な努力が払 われてきた.それらの加熱法のうち、イオンを静 電力で高エネルギービームに加速しプラズマに入 射するビーム加熱法により初めてプラズマが一億 度以上の超高温に加熱出来る事が立証されたた め、ビーム加熱法は重視され特別の地位を獲得す るに至っている.しかし、この静電力を用いる大 電力ビーム装置は、頻繁な絶縁破壊に悩まされ安 定した定常運転が難しい上に出力電流密度が小さ く、大電力用のものは必然的に大型となり同時に

National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01.

建設費も巨額にわたると云う実用上の欠陥を持 ち,極めて高い信頼性と経済性が要求される商用 炉に組み込むには多くの問題を抱えている.いま もしこの静電加速器の欠陥が克服され,高エネル ギーで収束性が良く安定した運転が可能でしかも 安価に仕上がる理想的な大電力ビームの入手が容 易となるならば,将来の商用炉への貢献はもとよ り,小さなグループでも独自の着想に基づいた超 高温プラズマの研究が可能となり,商用炉へ向け てより広い視野の下での核融合研究の進展が期待 され,その今日的な意義も小さくない.この様な 役割を担う理想的ビーム源の実現のため,本論文 はその輪郭を描写する事を目標に定めている.

理想ビーム源は須く安価でなければならない

が、安価であるためには系の物理的な合理性の追 求が不可欠であり,静電加速器の改良ばかりでな くビーム加速法全体を鳥瞰する観点からの検討が 重要となる. 第2章はビーム加速器全体の鳥瞰に 当てており、ビームの駆動力としては物理的に静 電力, 電磁力, 気体力 (gasdynamic force) の3 種のみが利用可能な事を示したうえ,3種の力に よる駆動方式の得失を個々に検討している. その 結果最良の駆動方式は,静電加速方式に比べ~ 10³ 倍を凌駕する大きな電流密度を持つ良質な高 エネルギービームが得られる可能性を秘めている 電磁加速法であるとの結論が導かれた. イオンビ ーム源は電気エネルギーをイオンの運動エネルギ ーに変換する変換器のため、一種のモーターと見 なせるが、大電力モーターは全て電磁モーターで ある事に注意すれば、この結論はいわば当然の帰 結と考えられる. 電磁型の出力密度は極めて高 い、従って、原理的には静電型に比べ出力単価が 大幅に低く、しかもコンパクトな大電力ビーム源 の実現は十分期待できると云ってよい.

電磁加速ではホール電場 E_{Hall} が主役を努める が、それは電磁力による電荷分離で生成する電場 であり、eを電子に対する量の添え字としたとき

$$e n_e \boldsymbol{E}_{\text{Hall}} = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \tag{1-1}$$

で定義される事を思い出せば、電磁加速はホール 電場でイオンを加速する方式であり, MHD 発電 機の逆の過程に基づくものと云える. 周知の様に MHD 発電機はホール電場を創成する反磁性電流 により出力を取り出すファラデー型と、ホール電 場に沿うホール電流を利用するホール型に大別さ れる[1]が、電磁加速器も当然それらに対応する 2形式が可能である.核融合研究の分野では、ホ ール型に対応する系として模式的に図1に示した ものが取り上げられてきた. 但し、図1は単にホ ール加速器の動作原理を示したもので,実際には 2レンズ型[2]と呼ばれる強磁性体磁気回路を閉 じた形に配置し、加速磁場を得ているものが多く 報告されている。一方、ファラデー型に対応する 系として,図2に示した様な自己場によってプラ ズマを加速する簡単な構成を持つ同軸ガン型が専



☑ 1 Schematic diagram showing the operation priciple of the Hall accelerator.



2 Schematic drawing of the coaxial gun.

ら取り上げられており,歴史的には短いパルス運転用に開発された周知のマーシャルガン[3]を起源に持つものである.また,宇宙ロケット推進の分野で MPD アークジェットと称されているものは,歴史的には図3の熱アークジェットから発展





平野

し、電磁駆動が強調されるよう改良されてきたも ので、中心電極は核融合研究用のものよりやや細 いものが多いが、同軸電極を貫流する電流により プラズマが駆動されているため、同軸ガン型の範 中に分類される.電磁加速では磁気絶縁効果[4] が有効に作用し、静電加速器のように絶縁破壊が 問題とならない事が期待できるため、大出力化に はビーム駆動電流やビーム電流自身による電極の 焼損及び機器の温度上昇が問題となってくる.ホ ール加速器ではそれに加え、印加磁場によるビー ム軌道の振れも考慮の対象となる事が指摘でき る.

電磁加速法はしかしながら、原理的な優越性に 関わらず実験的には現在のところ期待どうりの性 能は発揮しているとは云い難い. MPD アークジ ェット型の同軸ガンの場合,電磁加速の有効性は 確認されており[5,6],水素プラズマで6500秒の 比推力および39%の駆動効率を記録[6] するもの の、それらは電離損が無視できる比推力の値に比 べほぼ一桁程度は低い.また、核融合研究用のも のも概して同様の状態にあり、噴出エネルギーが 低く、主としてスフェロマックの形成に応用され てきた[7]. 一方ホール加速器は1960~70年代に 於いて英国, 旧ソ連邦及び米国で勢力的に研究さ れたが,いみじくも Lomas [8] が指摘している 様に~1kAにも及ぶ大電流の引き出しに成功し ているものの, 放電電流に比べてイオン電流が小 さい上にビームの収束性も悪く、その原因が明ら かにされないままプラズマ加熱用のビーム源とし ては静電系に劣るとの判断が下され、 爾来研究開 発に対する熱意は衰えてしまっている.

上で述べた一連の実験結果は,昨今の電磁加速 器の設計に両方式に共通した駆動効率を劣化させ る構造的要因を内包している事を示唆しているた め,第3章はその要因究明に当てた.第3章で は,第2章の様に加速過程を理想化した単独の事 象とはせず,電磁加速をガス注入から始まり,気 体力加速と並存しながら進行する一連の事象とし て捉え,より一般的に解析した.その結果,電磁 加速が有効に作動するのは超音速領域であり,亜 音速領域では熱入力のみが加速に寄与し,電磁力

はむしろプラズマの圧縮性により流れの抑止力と して作用することが明らかにされた.加速器に冷 たい中性ガスを注入しプラズマ駆動電流で電離し ている昨今の方式では、電離されたプラズマのエ ネルギーはガス流のエネルギーより大きいため、 初期プラズマ流は常に亜音速となる事に注意した い. 即ちそれは、電離領域で大きな熱入力が無い 系(ホール加速器および駆動電流が小さい運転条 件の同軸ガンが挙げられる)では流れの閉塞を意 味し重要である.流れは閉塞により不安定とな り、従って、その様な電磁加速器の流れは適当な 散逸構造[9] を形成して維持されると解釈でき る. 散逸構造は高いエントロピー生成率をもつた め、この解釈は効率の低い貯気槽が形成されたの と等価であり、前記の Lomas の指摘も含めて、 これまでの実験事実を全体的にうまく説明するも のとなっている.なお,流れが確かに上の閉塞状 態に陥っている直接的な証拠が MPD アークジェ ットで観測されており、3・2節で論じている.

上記の様に, MPD アークジェットの大電流運 転で確かに電磁加速は有効に作動するが、電離ゾ ーンの入り口付近に駆動電流が極度に集中し電極 が焼損を受けると云う新たな困難に見舞われる. また、水素の場合には電離が困難で、出口付近で のみ放電するため、必要となる長い電極に悩まさ れる事になる[5]. これらの要因は全て冷たいガ ス注入に求められるが、この困難を克服する方法 として,本論文では加速器入り口から超音速プラ ズマ流を入射する "超音速イオン源"の採用を提 案している.この超音速イオン源の採用により. 加速器全域で流れは超音速となり電磁加速が有効 に作用するうえに、電離過程に煩わされること無 しに広範囲な動作密度領域の設定が可能となる. 従って、安定した超音速プラズマ流が取り出せる 超音速イオン源の開発が,新たに重要事項として 浮上することになる。なお、この様な処方が有効 な事を伺わせる一例に, Demidenko 達[10] の強 力なrf発振器をホール加速器の入り口に取付け、 ガスを電離した上で供給すれば、収束性の改善が 見られたとの報告を挙げておく.

第4章は超音速イオン源の考察に当てたが,大

量のプラズマが効率よく生成できる,図3に示し たような熱アークジェット源[11,12]の採用を提 案している.熱アークジェットでは定常アーク放 電によりプラズマを生成しているが、加熱が最も 盛んな図の領域Ⅱでは電流チャンネルは軸に沿っ た流れの方向に伸びており、電磁力はプラズマを 絞り込むピンチ力としてのみ作用し, 流れ方向の 成分を持たないため、電離により生成した亜音速 プラズマ流は閉塞を受けることはない. そのた め、プラズマの加速に要するエネルギーは専らオ ーム加熱によって注入される事になり、第3章で 示したように、熱入力が十分ならば加熱により音 速に至るまで加速され、亜音速領域での滑らかな 加速が約束される. また, 熱アークジェットの陽 極は拡がりノズルを兼ねており、アークチャンネ ルでの音速流を更に超音速に加速した上、取り出 す事が可能な様に配置されている. つまり, 系は 全体として実効的にラバールノズルと同等の合理 的な配位に設定されていると云ってよい. 一定断 面のチャンネルを流れる気体を加熱した場合に も, 実効的にラバールノズルが形成されるこ と[13] はすでに知られており、本提案は熱アー クジェットの同様の振る舞いを期待するものであ る.

2.3つの駆動力によるビームの特性

商用炉に供する安価なビーム加熱装置を実現す る最適のビーム駆動モードを特定したい.そのた めには,可能なビーム駆動法の全体を鳥瞰しなが ら,各駆動モードの諸特性を明かにしてゆく事が 求められる.大電力ビーム源にはプラズマを用い るのが合理的であり,ビーム加速過程でのプラズ マの振る舞いの理解が鍵となる.ここではまず, ビーム加速過程を記述する一般的な運動方程式を 導いて,3つの力が駆動力として利用できる事を 示した後,各駆動力によるビームの理想像を描い ている.

加速過程の記述にはボルツマン方程式の速度モ ーメント式に基礎を置く流体模型を採用し,また 簡単のために1種類の1価イオンと電子からなる 単純プラズマを仮定する.周知のように,0次の モーメント式は粒子数の保存を要請するもので、 一般的に σ 種の粒子 (イオンまたは電子)に対し ては

$$\frac{\partial n_{\sigma}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\sigma} v_{\sigma}) = (\nu_{+} - \nu_{-}) n_{\sigma} \qquad (2-1)$$

と書く事ができる. 但し n_{σ} は粒子密度, ν_{+} , ν_{-} はそれぞれイオン化及び再結合周波数を表している.

1次のモーメント式は運動量の保存を記述して いるが、見慣れた運動方程式に書き換えて解析を 進めたい、ビームの生成・加速過程に登場するプ ラズマの温度は高々20eV どまりである事に注意 したい. その様なプラズマでは荷電粒子のクーロ ン散乱断面積は中性粒子との散乱断面積より遙か に大きく、電離度が10%程度でも運動論的には 完全電離として扱ってよい、これは中性粒子では 軌道電子の遮蔽効果で原子核電荷のポテンシャル がボーア半径程度しか及ばないのに対し、プラズ マではデバイ半径程度まで影響を与える事の反映 である.ここでは粘性及び温度勾配による熱力 (thermal force) を無視し, 且つ式 (2-1) の右辺 を0とした簡単なプラズマモデルを採用する.こ の前提に従えば、イオン(添字i)及び電子に対 する運動方程式は次のように書ける事が知られて いる[14].

$$m_{i}n_{i}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_{i}}{\mathrm{d}t} = en_{i}\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{i} \times \boldsymbol{B}\right)$$
$$- \nabla p_{i} - \boldsymbol{R}_{f} \qquad (2-2)$$
$$m_{e}n_{e}\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_{e}}{\mathrm{d}t} = -en_{e}\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{e} \times \boldsymbol{B}\right)$$

$$-\nabla p_{\rm e} + \boldsymbol{R}_{\rm f} \tag{2-3}$$

ここで R_f はイオンと電子の摩擦力を表している.いま電子の慣性項を無視し摩擦力を電気抵抗率 η で表せば,式(2-3)はオームの式と等価な

$$\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{\mathrm{e}} \times \boldsymbol{B} + \nabla \boldsymbol{p}_{\mathrm{e}} / \boldsymbol{e} \boldsymbol{n}_{\mathrm{e}} = \eta \boldsymbol{j} \tag{2-4}$$

に書き換えられる.本稿では定常状態 (∂/∂t = 0)のみを考慮するが,定義

$$\rho = e (n_i - n_e), \quad \mathbf{j} = e (n_i v_i - n_e v_e),$$
$$p = p_i + p_e$$

に留意して,式(2-2),(2-3)を加え合わせると, プラズマの運動方程式

$$m_{i}n_{i}(v_{i} \cdot \nabla) v_{i} = \rho E + j \times B - \nabla p$$
 (2-5)

が導ける.これはビームは右辺の3つの体積力f (静電力,電磁力,気体力)によってのみ駆動さ れる事を示しており重要である.ここで p,j は それぞれ下記のポアソンの式及びアンペアの式に より場の微分量で表される事に注意したい.

$$\rho = \varepsilon_0 \nabla \cdot \boldsymbol{E}, \ \mu_0 \boldsymbol{j} = \nabla \times \boldsymbol{B} \tag{2-6}$$

またファラデーの法則により,定常状態では $\nabla \times E = 0$ が要請される.従って

 $E = -\nabla V$

と書けて,電場は常にポテンシャル Vから導か れる量となり,静電場のみが出現する事になる. 閉じた方程式系を構成するためには,更にエネル ギーの保存則が必要であるがそれは次章で考察す る事にし,ここではまずは簡単のため電子及びイ オンの温度は与えられているものと仮定し,運動 論的に検討を進めている.

拡がりのない直線的なビーム実現が目標となる ことから、ビーム加速の基本的な物理像を得るた めには、簡単な(準)一次元円筒モデルが有用で あり、ビームは径方向rには一様でz軸方向に飛 行するとし、また Bは飛行と垂直な2つの成分 B_r , B_θ のうちのいずれか一つを持つものと仮定 する. この一次元モデルにより式(2-1)は直ちに 積分できて、電子とイオン成分に対してそれぞれ 下記の形にできる.

$$j_{iz} = en_i v_{iz} = \text{const.},$$

$$j_{ez} = -en_e v_{ez} = \text{const.}$$
(2-7)

運動方程式 (2-5) も同様に積分したい. そのため *E* をポテンシャル *V* で表し,式 (2-6) のアンペ アの式及び式 (2-7) を用いれば,

$$m_{i}n_{i}v_{iz}^{2} + \frac{B^{2}}{2\mu_{0}} + p + \int_{0}^{z} \rho \frac{\partial V}{\partial z} dz = \text{const.}$$
(2-8)

が導ける.従って温度分布が既知の場合にはプラ

ズマ源の位置 z = 0 での境界値を与えれば式 (2-7), (2-8) により問題は解ける事になる.

しかし上の標準的な解法で問題を解くだけで は、加速の本質を示す物理像が明確に浮かび上が ることはなく、より直感的な物理像の描写が重要 となる. そのため上とやや異なった整理を試み る. 上質のイオンビームは須く z方向を指向して いなくてはならないため、 v_i はz方向に主成分を 持ち、r、 θ 方向成分は摂動として扱えるビーム を想定する. いま式 (2-2) に v_i をスカラー的に 乗じて摩擦項を無視すれば、主要項は

$$m_{i}v_{iz}\frac{\mathrm{d}v_{iz}}{\mathrm{d}z} = e\left(E_{z} + E_{\mathrm{p}i}\right) \quad :$$

$$E_{\mathrm{p}i} = -\frac{1}{en_{i}}\frac{\mathrm{d}p_{i}}{\mathrm{d}z} \qquad (2-9)$$

となり、イオンの加速には電場及びイオン圧起電 力 *E*_{pi}のみが有効に作用し、磁力の関与がない事 が読み取れる.これは磁力は常に粒子の飛行する 垂直方向に作用するためで不思議はない.次にホ ール電場を定義する式 (1-1) に *v*_iを同様にスカ ラー的に乗じたのち,整理すれば容易に主要項と して

$$E_{\text{Hall}} = - (v_{\text{e}} \times B)_{z} = - v_{\text{e}r}B_{\theta} + v_{\text{e}\theta}B_{r}$$
(2-10)

が導ける.また式 (1-1) と式 (2-10) との比較に より,式 (2-10) に対する摂動項は (n_i/n_e) $(v_i \times B)_z$ となるため,式 (2-10) の成立条件は

$$\chi = (n_i/n_e) | (v_i \times B)_z | / | (v_e \times B)_z | \ll 1$$
(2-11)

で与えられる事がわかる.次に式 (2-4)の散逸項 を式 (2-9)と同様に無視し,式 (2-10)を用いれ ば,その z 成分は

$$E_z = E_{\text{Hall}} + E_{\text{pe}} : E_{\text{pe}} = -\frac{1}{en_e} \frac{dp_e}{dz}$$
 (2-12)

と書く事ができる.従って,これらの演繹により,上質のイオンビームを得る加速機構は下記の 3つの命題に集約されることがわかる.

 イオンは電場とイオン圧起電力 *E*_{pi}により 加速される.

- 2:イオン加速の主役となる電場はホール電場 と電子圧起電力 *E*_{pe} により支えられてい る.
- 3:ホール電場は磁場を横切る電子電流により 励起される。

上の準備を基に、3つの力fによって加速され るビームの特性を順次検討するが、そのためには それぞれのfが顕著に現れ効率よくビームが加速 出来るパラメータ領域の特定も重要となる.いま プラズマの非中性指標 $\xi_i = 1 - n_e/n_i$ を導入し、 式 (2-5)、(2-9)、(2-12)を用いれば、3つのf はそれぞれ

$$f_{ES} = en_i \xi_i E_z,$$

$$f_{EM} = en_i (1 - \xi_i) E_{Hall},$$

$$f_{GD} = en_i [(1 - \xi_i) E_{pe} + E_{pi}]$$

と表せる.検討を進めるために、上式を扱いやす い形に整理したい.まず、電磁力は外部環境の設 定により与えられる事を考慮して、ホール電場と 電子圧起電力の比 $\alpha = E_{\text{Hall}}/E_{\text{pe}}$ を導入する.ま た同様にして無次元数 $\alpha_{p} = E_{\text{pi}}/E_{\text{pe}}$ を定義し、f を en_iE_{pe} で規格化し、(2-12)を用いれば、f は 下記の無次元電場 ε の便利な形に書き直せる事が おかる.

 $\varepsilon_{\rm ES} = \xi_{\rm i} (\alpha + 1), \quad \varepsilon_{\rm EM} = (1 - \xi_{\rm i}) \alpha,$ $\varepsilon_{\rm GD} = 1 - \xi_{\rm i} + \alpha_{\rm p} \qquad (2-13)$

2.1 気体力モード

気体力学は $\alpha = 0$ 及び $\xi_i = 0$ の前提で定式化 されているが、ここでは本モードをより一般的に 捉え、気体力が静電力及び電磁力を凌駕し気体力 学的な加速が重要となる場合、即ち $\varepsilon_{GD} > \varepsilon_{ES}$ 、 $\varepsilon_{GD} > \varepsilon_{EM}$ と規定し、その成立範囲を探る事から 始めたい、この条件は式 (2-13) により

$$\frac{(1+\alpha_{\rm p})/(\alpha+2)>\xi_{\rm i}}{1-\alpha+\alpha_{\rm p}>(1-\alpha)\,\xi_{\rm i}}$$

$$(2-14)$$

と翻訳出来る.いま $\alpha \leq 1$ のとき式 (2-14)の第 2式は $1 + \alpha_p / (1 - \alpha) > \xi_i$ を要請するが,これ は $\xi_i \leq 1$ のため何時も満たされており,従って 式 (2-14)の第1式を満たす ξ_i の範囲で気体力モ

$$\frac{1+\alpha_{p}}{\alpha+2} > \xi_{i} > 1 - \frac{\alpha_{p}}{\alpha-1}$$
(2-15)

が要請されるが、これは α が $\alpha_{max} = \alpha_p + (\alpha_p^2 + \alpha_p + 1)^{1/2}$ より大きい場合上記条件を満たす ξ_i が存在しなくなる事を示している。つまり電磁力が強い場合には、気体力モードは干渉を受け、その存在が許されなくなる事を示唆しており、重要で次章で詳細に論じている。

理想的な本モードのもとでは運動量積分の式 (2-8)の左辺第2,第4項が存在しない簡単な形 式をとる.いま $T = (T_i + T_e)/2$ と書き,電子 の持つ高い熱電導率のためにしばしば現れる T = const. の状態を想定すれば,式(2-7)により $v_{iz} = \text{const.}$ が結論され、そのままではあまり有 力な問題解決の手段とはならず、モデルの拡張が 求められる. 気体を超音速に加速するにはラバー ルノズルの利用が一般的となっており、ここでは 拡がりノズルによる加速の可能性を見積もってみ る. 第4章で論じるが、図3に示している器壁拘 東型熱アークジェットも,出口を緩やかに拡げる ことにより超音速領域での加速を計る構造となっ ている.いまノズル断面積 A の z 方向への緩や かな変化を要請する準一次元モデルを採用すれ ば,式(2-1)(2-5)によりそれぞれ

 $J_{\rm b} = Aenv_z = {\rm const.}, \qquad (2-16)$

$$\frac{m_{\rm i}}{e} J_{\rm b} \frac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}z} = -A \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}z} \tag{2-17}$$

が導ける. さらに式 (2-17) は式 (2-16) 及び熱 速度 $v_{\rm th} = \sqrt{2kT/m_{\rm i}}$ を用いて,

$$\left[\left(\frac{v_z}{v_{\rm th}}\right)^2 - 1\right] \frac{\mathrm{dln}v_z}{\mathrm{d}z} = \frac{\mathrm{dln}A}{\mathrm{d}z} - \frac{\mathrm{dln}T}{\mathrm{d}z} \qquad (2-18)$$

と書き直す事ができる. いまスロートz = 0 で流 れはすでに音速 v_s に到達しているものとし, 簡 単のため T = const. を仮定すれば,式 (2-18) は 直ちに積分され,実効マッハ数 $M_* = v_z/v_s$ (0) をパラメータに

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{M_*} \exp\left[\frac{5}{6} \left(M_*^2 - 1\right)\right]$$
(2-19)

が導ける. 直径 1 mm ϕ の拘束アーク柱を拡りノ ズルを通して直径 10mm ϕ までに拡張したものと すれば, $A/A_0 = 100$ で, 式 (2-19) より $M_* =$ 2.8と算定される. 流れの運動エネルギーは $V_k =$ $\gamma M^2 * T$ で与えられるため, この場合 $V_k = 13T$ と 推定できる. 一方等エントロピー断熱過程にある ラバールノズルで得られる最大速度は $M_* = 2$ となる事が知られており, 等温過程が加速に有利 な事が伺える.

これらの推論は本モードで得られるビームのエ ネルギーは高々プラズマ温度の1桁増し程度であ る事を示しており,高エネルギービーム発生器と しては不適当であると云える.但し,次章で論じ ているように亜音速状態にあるプラズマ生成過程 では熱入力のみが加速に有効に作用することを考 えれば,本モードでは熱入力による圧力勾配形成 によりプラズマが駆動されるため,イオン源には 最も自然なモードと結論できる.

2.2 静電力モード

昨今のビーム装置で最も普遍的に使われている モードである.本モードを静電力が他の2つの力 を凌駕する事を求める一般的な条件で規定すれ ば, $\varepsilon_{ES} > \varepsilon_{GD}$, $\varepsilon_{ES} > \varepsilon_{EM}$ が要請され,式(2-13) より

 $\xi_{i} > (1 + \alpha_{p}) / (\alpha + 2), \qquad \xi_{i} > \alpha / (2\alpha + 1)$ (2-20)

と書く事ができる.式(2-20)によれば、本モードは電磁力モードと常に共存が許される事を示しており、気体力モードのような強い干渉は発生しない.

典型的な静電加速器の場合イオンビームは z方向に延びており、また磁場もビームの自己場のみのため、 $\alpha \sim 0$ が成立する.従って、式(2-20)の第2式は常に成立するが、 $\xi_i \leq 1$ のため第1式の成立には $\alpha_p < 1$ 即ち $E_{pe} > E_{pi}$ が求められる. これは電場が電子圧起電力で支えられている ξ_i ~1を意味しており、結局は本モードの理想状態は $\alpha \sim 0$ 、 $\xi_i \sim 1$ で規定される $n_i \gg n_e$ の非中性の状態が基本となる事がわかる.

本モードの理想状態の振る舞いについて考察を

進めたい.いまイオンの運動エネルギーを $V_k = (m_i/2k) v_{iz}^2$ で表せば,静電ポテンシャルVとの関係は式 (2-9)の E_{pi} 無視し,直ちに,

$$V_{\rm k} = V_{\rm A} - V \tag{2.21}$$

と積分で表示できる. 但しここではz = 0の境界 値を $V_k = 0$, $V = V_A$ (アノード電圧) として積分 定数を決定した. ビームは加速器のカソード面を 運動エネルギー V_k をもって出射されるが, ビー ム電流が大きく n_i が大きくなる場合, ビームイ オンが作る自己場の影響が顕著になり, ビーム自 身のポテンシャルはカソード面で0となり得ず, 有限の値 V_{CA} をもつ事になる. しかし, 簡単のた め暫くは $V_{CA} = 0$ として扱い, その影響はあとで 考察する.

上記の準備を基に、引き出し可能なビームの最 大電流の推定を試みる.本モードでのビーム電流 を制限する要因は絶縁破壊である事はすでに述べ た通りであるが、絶縁破壊は $E_z > E_c$ ならば絶 縁破壊が発生し運転不能となる臨界破壊電場 E_c 指標として用いるのが便利であり、静電型イオン ビーム源では $E_c = (5 \sim 10) \times 10^6$ V/m とされて いる[4].本モードの出力ビーム電流密度 j_{ES} と 印加電圧 V_A の関係を求めたい.その為にはポア ソンの式の精密な積分が必要となるが、ここでは 電場変動特徴長さ $l_E = (dlnE_z/dz)^{-1}$ を用い、ポ アッソンの式を $en_i \sim \varepsilon_0 E_z/l_E$ と簡単に表し、且 つ $V_{CA} = 0$ を考慮して

$$j_{\rm ES} = e n_{\rm i} v_{\rm iz} \sim \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{m_{\rm i}}\right)^{1/2} \cdot \frac{V_{\rm A}^{3/2}}{l_{\rm E}^2}$$
 (2-22)

を導いた. 周知のように, $l_{\rm E}$ を電極間間隔と見な せば,空間電荷制限流では右辺の係数は (4/9) で与えられる. なお,式 (2-22) によれば,本モ ードの $j_{\rm ES}$ はラングミュアー・チャイルドの 3/2 乗則に拘束される事を示しているが,これは $j_{\rm ES}$ がイオン源の能力に関係なく,ビーム自身の空間 電荷の影響で上の値に抑え込まれてしまう事を意 味し重要である. いま, $E_{\rm C} = V_{\rm A}/l_{\rm E}$ とし,式 (2-22) を書き直せば,最大 $j_{\rm ES}$ および最大出力密 度 $w_{\rm H}$ は下記で与えられる.

$$j_{\rm ES} \sim \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{m_{\rm i}}\right)^{1/2} \cdot E_{\rm C}^2 / V_{\rm A}^{1/2}, \quad w_{\rm ES} = j_{\rm ES} V_{\rm A}$$
(2-23)

ここで、 $E_{\rm c} = 5 \times 10^{6}$ V/m とし、 $V_{\rm A} = 100$ kV で 重水素ビームを引き出す場合について式 (2-23) を評価すれば、

 $j_{\rm ES} \sim 3.0 \times 10^3 {\rm A/m^2}, w_{\rm ES} \sim 3.0 \times 10^8 {\rm W/m^2}$ が得られ、トカマク加熱用の大電力ビーム源の実績値と一致する.

上記の推論は $V_{CA} = 0$ の前提で導いたが、大電 力の非中性ビームには、ビーム生成効率を低下さ せる本質的要因を内抱している事も注意の必要が ある.それはイオン源の中性プラズマを非中性状 態にする仕事が必要な事にあり、その仕事は静電 エネルギーとしてビームに蓄えられ、ビームがカ ソード面で接地電位より高いポテンシャル V_{CA} を 持つにいたる.以下、均一な円筒状ビームが同軸 の接地電位面に囲まれている配位を仮定して、ポ テンシャル V_{CA} を簡単に見積もってみる.いま、 ビーム径を 2a、また接地電位面の導体径を $2a_{ex}$ とすれば、 $V_{CA} = (pa^2/2\epsilon_0) \ln (a_{ex}/a)$ となり、 一方ビームの運動エネルギー出力は $W_k = \pi pa^2 v_{Lz} V_k$ と書けるため、

$$V_{\rm CA} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \left(\frac{m_{\rm i}}{2k}\right)^{1/2} \frac{W_{\rm k}}{V_{\rm k}^{3/2}} \ln \left(a_{\rm ex}/a\right) \qquad (2-24)$$

が導ける. つぎに, 全ビーム電流を J_b とすれば, 式 (2-21) により, アノード通過電力は $W_{tot} = J_b V_A = J_b (V_k + V_{CA})$ で与えられるため, ビームの駆動効率は

$$\widehat{\eta}_{\rm ES} = \frac{W_{\rm k}}{W_{\rm tot}} = \frac{V_{\rm k}}{V_{\rm A}} = \frac{1}{1 + V_{\rm CA} / V_{\rm k}}$$
 (2-25)

で算定出来る.即ち $W_k \ge V_k$ が与えられている ならば,式(2-24)を用いて式(2-25)の $\hat{\eta}_{ES}$ が 算定できる.いま例えば重水素ビームで, $W_k =$ 1 MW, $V_A = 100$ kV, ln $(a_{ex}/a) = 1$ とすれば, $V_k = 58.1$ keV, $\hat{\eta}_{ES} = 0.63$ が得られ,ビームの エネルギーは低下し,静電エネルギー損は無視で きない値を示す.式(2-24)によれば V_{CA} は W_k に比例するため,式(2-25)により大きなパワー ユニットほど静電エネルギー損が問題となり $\hat{\eta}_{ES}$ が低下する事がわかる.なお,ビームはプラズマ 入射に際し電荷交換で中性化されるが,ビームの 持つ静電エネルギーは電荷交換で発生した低エネ ルギーイオンにより全て壁に運ばれ消滅してしま う.従って電荷交換室が実質的なカソードとなる 事に注意したい.

2.3 電磁力モード

電磁力が主要駆動力となるモードであり、 ε_{EM} > ε_{GD} , ε_{EM} > ε_{ES} で定義され,パラメータ領域は 式 (2-13) により下記のように規定される.

$$(1 - \alpha) \xi_i > 1 - \alpha + a_p,$$

$$\xi_i < \alpha / (2\alpha + 1)$$
(2-26)

いま $\alpha < 1$ のとき,式(2-26)の第1式は $\xi_i > 1$ + $\alpha_p/(1-\alpha)$ を要請するが, $\xi_i \leq 1$ のため,こ れを満たす事は不可能であり,ホール起電力が電 子圧起電力より弱い場合には電磁力モードは実現 される事はない.これに対して $\alpha > 1$ ならば, 第1式の要請は $\xi_i < 1 - \alpha_p/(\alpha - 1)$ となり, ξ_i が小さく準中性で, $\alpha_p \sim 1$ 即ち $T_i \sim T_e$ の場合 はいつも満たされる事がわかる.また静電力に対 する条件を規定する式(2-26)の第2式も,うえ と同様に小さい ξ_i を要請している事にも注意し たい.つまり本モードは基本的には準中性で運転 されるモードとなる事を示しており,非中性の静 電モードと対比される.

上の考察,あるいは直接式 (2-13) は $\alpha \gg 1$, $\xi_i \sim 0$, $\alpha_p \sim 1$ のもとでの運転は,ホール電場で 駆動される理想的電磁力モードの実現領域を示し ているが,理想モードによる電磁加速の可能性を 追求したい.上質のイオンビームを駆動するホー ル電場は式 (2-10) で与えられるが,その右辺第 1項は径方向に大電流を誘起しプラズマを加速す る同軸ガン (図2),また第2項は B_r を励起する マグネットを利用してプラズマを加速するホール 加速器 (図1) にそれぞれ対応している事がわか る.なお式 (2-10) のホール電場は,アンペアの 式を用いると

$$E_{\text{Hall}} = -\frac{1}{en} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) \tag{2-27}$$

と磁気エネルギーの勾配で表せる事に注意した

い. 但し,式(2-27)では準中性条件により n= $n_{\rm e} = n_{\rm i}$ と書いている.ホール電場も当然ポテン シャルで表せる事から、電磁加速によるビームも ポテンシャルを持ち,式 (2-21) はそのまま有効 となる. 図1のとおりホール加速器は外部電源に よる高電圧でイオンを加速しており、静電型との 類似性が高いが、陰極から絶えずビームに電子を 供給しているため、陰極面でビームはポテンシャ ルを持つことができず $V_{CA} = 0$ となり、同時に $V_{\rm A} = V_{\rm k}$ が成立する.一方,同軸ガンで図2の様 な単純な構造のものでは, 両電極がそれぞれ同一 電位面を構成しているため、やや無理を生じる が、電極分割型ファラデー発電機[1]の様に同軸 電極を多層に分割した電極構造にすれば、電極は 軸方向に絶縁されており、近似的にはホール加速 器と同様に扱う事ができる. 従って VA を式 (2-27) の積分から得られるホールポテンシャル による仮想的な印加電圧と解釈すれば、統一的な 理解が可能となる.なお、電極分割型同軸ガンに ついては、本論文の補完篇[15] で詳しく論じて いる.

電磁型の出力電流及び電力密度を求めたい。簡 単のため加速器入り口で $v_{iz} = 0$, $B = B_0$, 出口 で B = 0 とし, また理想モードを考え, p = 0, $\rho = 0$ と置けば, 式 (2-8) 及び $V_A = V_k$ により下 記の表式が導ける。

$$j_{\rm EM} = \left(\frac{k}{2m_{\rm i}}\right)^{1/2} \frac{B_0^2}{2\mu_0} \frac{1}{V_{\rm A}^{1/2}}, \quad w_{\rm EM} = j_{\rm EM} V_{\rm A}$$
(2-28)

これは,準中性で運転される電磁型では,イオン 源の発する粒子束はそのまま保存され,巨大な電 流密度が引き出せる事を示しており,強い自己制 限効果を有する静電型と対比される.静電型の出 力限界は絶縁破壊によるが,電磁型では磁気絶縁 効果が期待される事により,絶縁破壊とは別の機 構の検討も重要となってくる.以下ホール加速器 と同軸ガンについて,それぞれ考察を展開してい る.

2.3.1 ホール加速器

図1のとおり、ビームは外部電源で与えられる ホール電場で駆動される.また、電源から供給さ れた電流はホール電流として陽極から陰極へ貫流 する.理想的なホール加速器では、大部分のホー ル電流成分は陽極からのイオンビームで占められ ており、準中性を保つため小量の陰極より発した 電子が陽極に向かうため、電子電流成分が混在す る.この様に正味のイオン電流を伴って加速され るビームには主要磁場成分 B_r の作用で捻りトル クがはたらき、ビームは θ 方向への変位を受け、 ビームの収束性が乱される可能性が発生する.収 束性は式 (2-11)により検証されるが、ホール加 速器の場合は $\chi_{Hall} = v_{i\theta}/v_{e\theta} \ll 1$ と書く事ができ る.いま式 (2-5)の θ 成分 $dv_{i\theta}/dz = (e/m_i) B_r$ より $v_{i\theta}$ を推定し、 $E_{Hall} = v_{e\theta}B_r$ に注意すれば、

$$\chi_{\text{Hall}} \sim \frac{e}{m_{\text{i}}} \frac{(B_{\text{C}} l_{\text{B}})^2}{V_{\text{A}}} \sim \left(\frac{l_{\text{B}}}{l_{\text{L}}}\right)^2 \tag{2-29}$$

が導かれ、 χ_{Hall} の見積が可能となる.なお上式 で l_B はポールピースのサイズ、また $l_L = m_i v_{iz} / (eB)$ はビームイオンのラーマー半径を表してい る.収束性の確保にはまず小さい χ_{Hall} を与え、 式 (2-29)を満たすようパラメータを設定すれば よい事がわかる.同時に式 (2-29)は印加磁場 B_r を調整すれば、与えられた χ_{Hall} と整合可能な事 を示しており、ここではその整合値を B_c と記し ている.いま $V_A = 100$ kVの重水素ビームに対し $\chi_{Hall} = 0.1$ を与えれば、式 (2-29)より $B_c \sim$ 1.4Tとなる.従って式 (2-28)により

 $j_{
m Hall} \sim 1.2 imes 10^7 \, {
m A/m^2},$ $w_{
m Hall} \sim 1.2 imes 10^{12} \, {
m W/m^2}$

となり,静電型の~4000倍にも達する巨大な出 力密度が算定される.この様な巨大な出力密度を 有する系では,むしろビーム電流を受けとめる電 極の焼損,および機器の発熱などを含む熱的な問 題が重要となる事が予想される.

機器の発熱に影響を与えるホール加速器の駆動 効率 $\hat{\eta}_{\text{Hall}}$ を算定したい.電子によって担われて いる反磁性電流は θ 方向にあり,常に $E_{\theta} = 0$ の ため反磁性電流による電力損は生じないが,ビー ムイオンとの摩擦により,陽極に向かう電子流が 発生し効率が低下する.従って効率は $\hat{\eta}_{\text{Hall}} = j_{iz}$ / $(j_{iz} + j_{ez})$ で与えられる.電子電流 j_{ez} の見積り

は式 (2-4) の z 及び θ 成分より $j_{ez} = \eta$ (en)² E_z / B^2 となり,抵抗率は電子-イオンの衝突率 $\langle \sigma v \rangle_{ei}$ を用いて $\eta = m_e \langle \sigma v \rangle_{ei} / e^2$ と書けるため

$$\frac{j_{ez}}{j_{iz}} = \frac{m_e \langle \sigma v \rangle_{ei} E_z j_{iz}}{(eBv_{iz})^2}$$
(2-30)

が導かれ、概算は可能となる. 但しここでは $v_{e\theta} \sim E_z/B_r \gg (2kT_e/m_e)^{1/2}$ となるため、 $\langle \sigma v \rangle_{ei}$ は速度 $v_{e\theta}$ の単色ビーム模型での算定が必要となる. いま上記の例について、式 (2-30)の値を見積もると、 $j_{ez}/j_{iz} \sim 6 \times 10^{-17}$, となり $j_{iz} \gg j_{ez}$ が示されると共に、損失は問題とならず、理想モードでは100%に極めて近い効率が得られる事がわかる.

2.3.2 同軸ガン

理想的な同軸ガンのモデルは、イオンと電子の 軸方向の速度が等しく、ホール電流がない $j_z = 0$ の前提に立っている.従って式 (2-5)のr成分を とれば $v_{ir} = 0$ で、同時に上質ビーム条件式 (2-11)も $\chi_{GUN} = v_{ir}/v_{er}$ となり常に満たされる ため、ホール加速器の様な収束性の乱れを誘うイ オン電流は発生しないと結論できる.

同軸ガンは電極を貫流する大きな反磁性電流 J_pでビームを駆動するため、J_pによる電極焼損 が出力限界を決定する最大の要因と予想される. 栗木[5] も論じているとおり, 図2の様な単純な 配位では電流が入り口と出口の両端に集中する表 皮効果が発生し, jr は異常に大きな値をとるた め,必ず電極が焼損し高エネルギー大電力運転は 難しい. この困難は分割電極[15]の採用により, 表皮効果が分散され問題は解決できる.いま分割 数を増やし近似的にj,が均一化した理想状態を想 定する. その様な状態で, 電極焼損限界電流密度 j_c および電極有効長さLが与えられているもの とすれば、アンペアの式より $B_0 = \mu_0 L_{jc}$ が得ら れるため、式(2-28)を用いて限界出力の輪郭を 描く事が可能となる.具体的な jc の値は現在十 分なデータが無く不明であるが、上記のホール加 速器の例と同一の出力を得る条件を見積もるため $L = 50 \text{ cm} \& \text{Ltt}, j_r = 2.2 \text{ A} / \text{mm}^2 \& \& b,$ 焼損があまり問題となる値を取らない事に注意し たい.

なお、同軸ガンの駆動効率は図2の単純構造の ものでは65%程度に留まる事が栗木[5]により示 されているが、この低い効率は、表皮効果による 電極両端部への駆動電流集中によるプラズマ加熱 が原因するため、表皮効果の分散により駆動効率 が向上する.従って、電極の分割数が多く*j*,が 均一と見なせる様な場合には、漸次効率は100% に近づくことが指摘される.

2.4 電磁駆動による大電力ビーム

物理的に可能な3つの力をそれぞれ個々に利用 して形成し得るビームの特性を明かにしたが、大 電力・高エネルギーでしかも安価なプラズマ加熱 ビーム源を実現すると云う観点からは、電磁型は 静電型に比べ下記の諸点で優れており、原理的に は圧倒的に優位な位置に立つ方式と結論できる.

- 1.3桁以上におよぶ高い出力密度が得られる.
- 2. 静電ポテンシャル損がなく駆動効率が高い.
- 磁気絶縁の有効性が期待される、従って、 絶縁破壊予防のコンディショニングが不要 となり安定した定常運転が約束されるう え、短絡対策も不要となり電源回路も簡素 化できる。

このように優れた特性を持つ電磁加速器は,閉じ こめ装置のプラズマ加熱ばかりでなく,例えば炉 材料試験用中性子源,高い比推力を持つ宇宙プラ ズマエンジンなどへの応用も可能であり,魅力的 な開発課題として残されているものが多い.

原理的に出力密度が静電系10³倍以上にも達す る電磁系の定常運転には熱的な困難の伴う事が予 想されるが、大電力でのパルス運転或いは準定常 運転にも魅力的な応用を多々挙げる事ができる. 例えば MV 領域のパルスイオンビームによる慣 性核融合の試みは野心的であり、広く研究されて いる課題である.また100kV 領域の準定常パル スビームの応用例の一つとして、同軸ガンを利用 した FRC の低速形成[16,17] が挙げられる.周 知の様に FRC は $\langle \beta \rangle \sim 1$ が確認されている唯一 の配位であり、核融合炉を構成するための最も自 然な配位と考えられる.それは、古典モデルによ る自己無撞着な定常閉じこめ配位として $\langle \beta \rangle \sim 1$ の状態のみが許されるためで,低ベータ系の様に 複雑な散逸構造をとる事なく,熱平衡に近い熱力 学的分枝[9] で系が構成されるためである.事 実,多様な定常 D-D サイクル炉が自己無撞着に 構築が可能な事が示されている[18].この様に FRC は炉として最も魅力的な配位と云えるが, 現在は専ら高電圧を用いるデータピンチを利用し て形成されている.しかし,データピンチの様な 高電圧を用いる形成法は,定常炉の環境になじま ず,静かな同軸ガンによる形成が期待される.ま たエネルギーの低い ~ 100eV の領域での応用例 として炉への燃料注入が挙げられる.この様な低 エネルギー領域では気体力モードが利用出来る可 能性があり詳しい検討が望まれる.

3. プラズマ加速モデルの一般化

第1章で指摘したように原理的には卓越した電 磁力モードも,実際には期待どおりの特性を発揮 していない.その要因を究明したい.前章で電磁 力モードと気体力モードは強く干渉しあう領域が 存在する事を示したが,それは気体力と電磁力が 共存する状態を扱う,より一般的な観点での考察 が必要なことを示すものと考えられる.ここで は,運動論的モデルにエネルギー保存則を加えて 閉じたモデルとしたうえで問題を検討に附してい る.

3.1 滑らかにプラズマを加速する条件

厳密には電離過程を含めた全過程の解析が必要 であるが、簡単のため電離過程を省略し、低速で しかも運動論的には完全電離として扱える準中性 プラズマが、図1または図2の加速機の入り口に 供給されていると仮定する.この様な系では、気 体力学モードと電磁力モードのみが問題となり、 プラズマの運動は準中性条件 $\rho = 0$ を適用した 運動方程式 (2-5)、或いはその積分の式 (2-8)で 記述される.いま式 (2-8)を j_{iz} で除し、平均温 度 $T = (T_i + T_e)/2$ を導入し、さらに微分して (2-27)を用いて整理すれば、式 (2-18)と類似の

 $\left[\left(\frac{v_{iz}}{v_{th}}\right)^2 - 1\right] \cdot \frac{\mathrm{dln}v_{iz}}{\mathrm{d}z} = \frac{E_{\mathrm{Hall}}}{2T} - \frac{\mathrm{dln}T}{\mathrm{d}z} \quad (3-1)$

が導ける.式(3-1)は $v_z = v_{th}$ で特異性を持つ事 に注意したい.即ち v_{iz} の増加は,流れが v_{iz} $< v_{th}$ (subthermal)ならば右辺が負の時,また逆 の $v_{iz} > v_{th}$ (superthermal)の場合は正の時に実 現する.いま,プラズマを下流に押し出すべく電 磁力,即ち E_{Hall} が正値をとるよう配置している とすれば,式(3-1)は subthermal 領域におい て,電磁力はむしろ流れの抑止力として作用し, これに打ち勝つ流れに沿っての強い温度上昇(第 2項)が無ければプラズマ流は閉塞する事を示し ている.温度上昇はプラズマ加熱により達成され る事を考えれば,入り口付近での強力なプラズマ 加熱が,滑らかなプラズマ加速を保証する不可欠 な要件となっていることが読み取れる.

この様に subthermal 領域では、電磁力と流れ の加速の方向が互いに逆向きになると言う一見奇 妙な結論が得られるが、少し考察を加えてみた い. いま簡単のため $v_{iz} \ll v_{th}$ とすれば,式 (2-8) の左辺第1項は第3項に比べて十分小さくなり無 視できて、運動量積分は保存則 $p + B^2/2\mu_0 =$ const. に帰着する. この保存則は、B が流れの 方向に減少しホール電場が正となるとき, p は増 大しなければならない事を示している. pの増大 は, nまたは Tの増大を意味するが, Tが一定の 場合は専らnが増大しなければならない事にな る. いま式 (2-7) の粒子保存則を思い出せば n の増大は viz の減少に結びついている事は明かで ある.また熱入力が十分大きければ T が増大し n が減少する事も可能であり, その様な場合は viz は増大する.即ち一見奇妙な電磁力の振る舞 いは、プラズマの圧縮性に根差した流れの自己調 整運動の結果であると結論出来る.

運動論的に subthermal 領域でのプラズマ加速 に対する加熱の重要性が示された.式(3-1)で現 れる温度 T はプラズマへの熱入力,更に一般的 には外部電源から加速器に注入される電気入力に より間接的に決定されるパラメータで,Tの決定 にはエネルギー流れが記述できるエネルギー論的 な考察の追加が必要となる.エネルギー論的な立 場では,中性粒子の影響は衝突断面積の差に関わ らず無視出来なくなる事に注意しなければならな

い. これはプラズマ粒子を支配するクーロン散乱 は弾性的でエネルギーが保存するため、巨視的な エネルギー流は系の非平衡性に基づくエントロピ ー 生成に付随してのみ誘起される事になり,直接 エネルギー変換を伴う非弾性散乱により誘起され る中性粒子へのエネルギー流れよりも穏やかな為 である.また、イオンに比べ質量の小さい電子は $\sim \sqrt{m_i/m_e}$ 倍大きい熱速度を持つため、電子に よる熱輸送は極めて大きな値を示す事にも注意が 肝要となる.

上の物理的状況を反映した温度上昇と熱入力の 関係を導いて、エネルギー流れの全体像を把握し たい. 周知の様に、エネルギー流れは2次の速度 モーメント式により記述されるが、ここでは物理 的な透明性を確保するため、エネルギー保存則と 等価な下記のエントロピー生成則[14]を基礎に して考察する.

$$kT_{\sigma}\left[\frac{\partial (ns_{\sigma})}{\partial t} + \nabla \cdot (ns_{\sigma}\boldsymbol{v}_{\sigma})\right] = -\nabla \cdot \boldsymbol{q}_{\sigma} + Q_{\sigma}$$
(3-2)

但しここで So は粒子あたりのエントロピーで, $s_{\sigma} = \ln \left(T_{\sigma}^{3/2} / n \right)$ で定義される. また,式 (2-2), (2-3)と同様に熱力の寄与を無視すれば、電子の 場合は

$$Q_{
m e} = \eta j^2 - \Delta - w_{
m en}$$

と書け、 $\Delta = 3 (m_e/m_i) \nu_e n_e k (T_e - T_i) は衝突$ による電子からイオンへのエネルギー移行率, wen は電子と中性粒子の衝突により電離・励起な どに費やされるエネルギー損の全体を表してい る. イオンの場合は

 $Q_{\rm i} = \varDelta - w_{\rm in}$

で Win は電荷交換および弾性散乱による損失であ る.ここで、流れ全体のエントロピー生成とプラ ズマへの熱入力との関係を見るため、式(3-2)を イオンと電子について加え合わせ,式(2-7)を考 慮すれば、下記の表式が導ける.

$$w_{\rm H} = \eta j^2 - w_{\rm l} = nk \left(T_{\rm i} v_{\rm iz} \frac{\mathrm{d}s_{\rm i}}{\mathrm{d}z} + T_{\rm e} v_{\rm ez} \frac{\mathrm{d}s_{\rm e}}{\mathrm{d}z} \right)$$
(3-3)

但し、上では $w_1 = \nabla \cdot q + w_n$ 、 $q = q_e + q_i$ 、 w_n $= w_{en} + w_{in}$ と書いている. そのため w_l は熱電導 及び中性粒子による損失の和となり、また w_Hは w を除いたプラズマへの正味熱入力となる.従 って式(3-3)は、正味熱入力は下流に向かうビー ムのエントロピー増大に全て費やされる事を求め るものである.

式 (3-2) の温度勾配を消去するため,式 (3-3) を用いる事ができる. 同軸ガンでは $j_z = 0$ で軸 電流を持たないが、ホール加速器やアークジェッ トの場合は軸電流をもち、 jz は有限である. この 様な状況を考え、 jz が陽に現れるように式 (3-3) を整理すれば

$$w_{\rm H} = 3j_{\rm iz}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z} + p\frac{\mathrm{d}v_{\rm iz}}{\mathrm{d}z} - j_z T_{\rm e}\frac{\mathrm{d}s_{\rm e}}{\mathrm{d}z} \qquad (3-4)$$

と変形できる.従って、式(3-1)の温度勾配は消 去可能となり、下記の関係を得る事ができる.

$$(M^{2} - 1) \cdot \frac{\mathrm{dln}v_{iz}}{\mathrm{d}z} = \frac{3}{10} \frac{E_{\mathrm{Hall}}}{T} - \frac{1}{5} \frac{w_{\mathrm{HA}}}{j_{iz}T} \quad (3-5)$$

但し, $M = v_{iz}/v_s$, $v_s = (2\gamma kT/m_i)^{1/2}$ で, マッ ハ数およびプラズマ音速である.一方 w_{HA}は w_{HA} $w_{\rm H} + j_z T_{\rm e} ({\rm d} s_{\rm e} / {\rm d} z)$ で定義され、イオン加速に 対する有効熱入力成分で、加速器の種類により異 なった値を取る.いま, *s*eを式 (3-2)を用いて 消去すれば、一般的に下記のように表せる.

$$w_{\rm HA} = (1 - \iota_{\rm s}) w_{\rm H} - \iota_{\rm s} \left(\nabla \cdot \boldsymbol{q}_{\rm i} + w_{\rm in} - \Delta \right)$$
(3-6)

但し t_s は $t_s = j_z / j_{ez}$ で、軸電流によるエントロ ピー生成に伴う必要電力を補正する指標であり, 有効熱入力成分は正味熱入力の $1-\iota_s = -j_{iz}/$ jez 倍に減少することに注意したい.

次に、外部電源からプラズマへのエネルギー注 入過程に注目する.注入電力は,式(2-4)にjを スカラー的に乗じた上,式(2-10)に注意すれ ば、

$$\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{j} = \eta \boldsymbol{j}^2 + j_{iz} \boldsymbol{E}_{\text{Hall}} + j_{z \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{P} \boldsymbol{C}}}$$
(3-7)

と書く事ができる.従って、電気エネルギーは、 オーム加熱、ホール起電力によるプラズマ加速に 加え、軸電流有限の系では、電子圧起電力による

イオンおよび電子の加速の3つのチャンネルを通 してプラズマに注入される事がわかる.式(3-7) の各チャンネルへの電力配分は,式(3-4), (3-5)の制約のもとで決定され,複雑な相互作用 の介在が示唆される.なお,その複雑な過程を通 じてのプラズマパラメータ決定を司る要因は,電 源の仕様,ガス注入量およびガンの器壁温度など の境界条件である事に注意が必要である.

3.2 滑らかなプラズマ加速のための物理像

定量的なパラメータ決定には多大な困難が伴う にも関わらず、電磁力と気体力の共存する系の巨 視的振る舞いは、式(3-5)により明確に描写され ている.いま,式(3-5)の右辺を形式的に dlnA */dzと置いてみれば,式(3-5)は断面積 A*を 持つラバールノズルを支配するユゴニオの方程 式[13] となる.これは、プラズマ加速器は実効 断面積 A* を持つラバールノズルと理解してよ く、電磁力はA*を押し広げ、熱入力はA*を絞 り込む作用を持つ事を意味しており興味深い。従 って, 亜音速領域でA*を拡張する電磁力は, 超 音速への加速に必要なスロート形成を阻害し、流 れを抑止する効果を与えるが、超音速領域ではプ ラズマを加速し、加速の反作用で流れに逆らって 磁場を圧縮し,電流吹き出しを抑制する電磁加速 に好都合な振る舞いを演出することがわかる. 一 方,A*を絞り込む熱入力は電磁力と逆の作用を 有する事になる. つまり亜音速領域では熱入力が 十分ならば流れを音速に至るまで加速し、超音速 領域では流れに制動をかける効果を与えてしま う. 従って、減速効果を与える熱入力を超音速領 域で遮断したいが、ビームの加速は常にエントロ ピーの増大を伴うため、それは許される事がな く,式(3-3)で与えられる熱入力が常に必要とさ れる.

なお、この様な電磁加速器と似た振る舞いを示 す現象に太陽風のあることが知られている.太陽 風の場合は電磁力の代わりに重力が問題となり、 本来プラズマを太陽に引きつける重力が、太陽の 表面に近い亜音速領域では、むしろプラズマの宇 宙空間への吹き出しを加速する効果を持つことが 太陽風発生の要因とされている[13]. いま,入り口から冷たいガスを注入しビーム駆動電流でガスを電離する方式を採用している昨今の電磁加速器を思い出せば,電離で生成されたプラズマのエネルギーは,流れの運動エネルギーより大きいことから,電離領域ではプラズマ流は亜音速となる.従って,滑らかな流れを実現するためには,大きな有効熱入力 WHA が必要で,式(3-5)により

$$w_{\rm HA} > (3/2) j_{iz} E_{\rm Hall}$$
 (3-8)

を満たす事が要請される. 但し, w_{HA} は同軸ガン, ホール加速器およびアークジェットでそれぞれ異なった値を取るため,以下個々に検討する. (1) 同軸ガン: $\iota_s = 0$ のため単に $w_{HA} = w_H$ となる. 従って,式 (3-8) は

$$\eta j^2 \left(1 - \frac{3Bv_{iz}}{2\eta j_r} \right) > w_i \tag{3-9}$$

と書き直す事ができる. 閉塞はガンの入り口付近 での電離過程で問題となるため,式(3-9)では, v_{iz} は中性ガスの速度, Bは入り口磁場強度 B_0 を 考える. 流れによる逆起電力 Bv_{iz} が駆動電流の 抵抗降下 ηj_r より小さく,熱損失を凌駕する大き なオーム加熱がある時には,式(3-9)は流れは閉 塞を免れる事を示している. その様な状態は須く j_r の大きな場合である事が推察されるが,臨界状 態での注入電力は熱損失(この場合は主として電 離損)より大きい事が必要で,式(3-7)に従って 熱損失とプラズマ駆動にほぼ等しく配分されるも のとすれば,流速は V_{ion} を電離ポテンシャルと したとき,下記で与えられるアルフヴェーンの臨 界速度 v_{crit} となる.

$v_{\rm crit} = (2kV_{\rm ion}/m_{\rm i})^{1/2}$

歴史的には、噴出速度の上限がこの v_{crit} となる 懸念が表明され、論争に附されたが、大電流運転 で v_{crit} が突破でき、且つ v_{crit} を境に駆動効率が 向上し、放電モードも変化する事が実証され、懸 念は払拭された経緯がある[5]. つまり、これら の実験は v_{crit} が閉塞解除の指標となっている事 を示すもので、上記の物理的意味付けの証明を与 えている.また、 v_{crit} より小さい流速を与える運

転条件では,100~300kHzの低周波振動が現れ るが,その振動は放電電流の上昇と共に消え去る 事が観測[5]されており,振動の成因を流れの閉 塞に伴う不安定性によるものとすれば無理のない 理解が可能である.

(2) ホール加速器:前章で示した理想状態では $j_{iz} \gg j_{ez}$ のため,式 (3-7) によればむしろ w_{HA} は 大きな負の値をとってしまう.従って亜音速状態 での理想状態は許されず,電子電流が増強されオ ーム加熱が有効になる何か特別な散逸構造が形成 され $w_{HA} > 0$ となって始めて加速器として機能 することになる.これは Lomas の指摘[8] に対 する回答となっている.

(3) 熱アークジェット:図3に示した様な器壁拘 束アークジェットの場合, 拘束壁を通過している アーク電流は流れに沿っており、ホール電場は中 心軸方向を指し流れに制動を与える作用はなく, 式 (3-8) は常に満たされる. 従ってオーム加熱は 能率良くプラズマ加速に注入され, 亜音速領域で の理想的なプラズマ加速配位が形成されている事 がわかる.オーム加熱によりプラズマ温度は上昇 するが、プラズマ温度の上昇により壁への熱伝導 が増大し、やがてオーム加熱と釣り合って、流れ は $w_{\text{HA}} = 0$ の平衡状態に到達する事が推定され る.式 (3-5) によれば、この様な平衡状態のプラ ズマ流速はプラズマ温度 Teq で定まる音速に等し い事を示している. 高い平衡温度 Teg により高速 流が得られる事から、高速流生成には大電流アー ク放電が望ましいが、 $j_z = j_{iz} + j_{ez}$ に注意すれば、 ι_sの定義により

$$1 - \iota_{\rm s} = \frac{1}{1 - j_z / j_{\rm iz}} \tag{3-10}$$

であり、イオン電流 j_{iz} に比べアーク電流 j_{z} (負方 向)を大きくしても、アーク電流のエンロトロピ ー生成に電力が余分に消費され、加熱効率1- c_s の低下を招き、平衡温度 T_{eq} はさほど上昇しない 事が予想される. この様にしてスロートに到達し た流れは、さらに拡がりノズルで加速され超音速 流として取り出せる. 但し、2.1節で示したよう に、流れのエネルギーは高々スロートのプラズマ 温度の一桁増し程度あり、そのままでは高エネル ギービーム源にはなり得ない事は明かである.

3.3 超音速イオン源の提案

亜音速領域に関する上記考察は,互いに妨害し あう気体力モードと電磁加速モードの共存は好ま しくなく,プラズマの滑らかな加速には両者の分 離が望ましいとの結論を示唆するものとなってい る.その様な分離の最も自然な方式として,亜音 速領域で滑らかな加速が可能な熱アークジェット で低エネルギーの超音速流を生成し,超音速領域 で滑らかな加速が約束されている電磁加速器に入 射する事が挙げられる.これは電磁加速器用のイ オン源として超音速イオン源を充てる提案に外な らないが,静電加速器に於いても種々のイオン源 が使用されている事を考えれば自然な処方といっ て良い.

4.熱アークジェットを用いた超音速イオン源

電磁加速により,滑らかな高エネルギー大電力 ビームを得るには,超音速イオン源の援用が魅力 的である事を論じてきた.ここでは,図3に示し た様な熱アークジェット型プラズマ源を,イオン 源構成素子として取り上げその可能性を簡単に探 ってみたい.なお,本論文で考察してきた電磁型 加速器は須く円筒状の加速領域を持つため,熱ア ークジェットを複数個円周上に配して図4の様な



I Schematic drawing of the coaxial supersonic ion source composed of the arcjet sources mounted round the circumference.

配位を構成し,円筒状超音速プラズマを排出する イオン源とする方式が合理的と考えられる.従っ て,図1あるいは図2の円筒上加速領域には,図 4のイオン源からの円筒状超音速プラズマ流が入 射される図式となる.

本熱アークジェットの原型は1960年代に NASAの要請により開発された電磁推進器[11] にあり,電気入力が30kWの高負荷状態で一か月 にも亘る長時間の水素プラズマ定常加速負荷試験 に耐え抜いた事が報告されている.この様な優れ た耐久性の成因は高電流密度を荷担している陰極 点が電極先端部に安定的に停留するためと考えら れるが,いわば陰極点の放電構造をそのまま有効 利用している事になり,効率的なプラズマ生成の 観点からは興味が深い.特に陰極材が融点の低い 銅や鉄の場合は,電流密度が10⁴A/mm²,時には 10⁵~10⁶A/mm²にも達する驚異的な値でアーク が維持される場合のある事が知られており[19] 注目したい.

図3の配位は上記の実績を考慮して作図したも のであり、プラズマ源は先端部を持つ陰極、中空 陽極及び両者の中間に配されたアーク拘束壁 (constrictor)の三点の主要部品から構成され、 左端の開口部からガスを供給しながら、陰陽両極 間で強力なアーク放電を行う構造となっている. なおアーク拘束壁の役割は、大きな軸電流を持つ アーク柱を絞り込み、プラズマの安定化と同時に 高温化を計り、中を貫流する亜音速流体を高い速 度の音速にまで加速する事にあり、その構造とし て金属板とセラミック板などとの積層構造で電気 的には浮動電位に保たれるものが実験的には好ま しいとされている[12].

本プラズマ源の解析は、図示した3つの領域に 分けて考察するのが便利である.領域Iで左端か ら導入した中性ガスを電離し、領域Iで亜音速プ ラズマ流をアーク電流で加熱し同時に音速まで加 速する.また拡がりノズルの領域IIでプラズマを 超音速状態で加速し所定の電磁加速器に導く事に なる.領域IIは直線的に纂孔されているが、強力 な熱入力のため、第3章で示したように実効的な 縮小ノズルと見なす事ができる.従って領域II、 IIで併せて典型的なラバールノズルを構成してお り、全体的には中性ガスを導入し超音速プラズマ 流を取り出す最も合理的な配位となっていると云 う事ができる.なお、領域II、IIIの初歩的な解析 はそれぞれ3.2節および2.1節ですでに与えら れている.

5. 結論

安価でコンパクトに仕上がる高エネルギー大電 カビーム源を実現すべく、物理的に許される静電 力,電磁力および気体力の3つの力を用いる方法 をそれぞれ検討した結果, 電磁力によるシステム が最も有望である事が示された.静電型大電力シ ステムには大型イオンソースの搭載が不可欠であ るが、同様に、電磁型システムに熱アークジェッ ト等により構成される超音速イオン源を搭載すれ ば、静電型システムに比べ、~10³倍を凌駕する 高い出力密度のビームが引き出し得る事が示され た. 従って、今日常用の静電加速器系に比べ、大 幅に安価でコンパクトなビーム源の実現は十分期 待がもてるといってよい. 但し、電磁型ではビー ム或いはビーム駆動電流による電極の焼損の問題 があり、更に詳しい系の振る舞いの検討が必要と なる.ホール加速器型の場合には、ビームの収束 を含めた系の自己無撞着な特性を明かにする必要 があり、また、同軸型の場合には、電極分割効果 を具体的に示す事が求められる.後者は本論文の 補完篇[15] ですでに検討されており,分割数を 十分にとれば,系の理想状態に極めて近い状態が 構成可能である事が示されている.

大幅に安価に仕上がるコンパクトなビーム装置 の実現は,挑戦的なテーマでありその開発研究の 実施が望まれる.

謝 辞

杉崎弓電総研エネルギー基礎部長に謝意を表し ます.氏はつねづね,"核融合装置は,経済シス テムに組み込まれて始めて威力を発揮するもので あり,須く安価で単純でなくては意味をなさな い",との考えを述べておられ,筆者の共鳴する ところとなり,本論文は氏に対する一つの回答と して表した.藤田順冶教授も氏と同様の考えをか ねがね持っておられ,核融合科学研究所でも認め られるはこびとなり,研究開発系で手始めに超音 速イオン源の開発が開始されるに至っている.藤

田順冶教授に謝意を表します.また,開発系スタ ッフ諸氏には本問題に関して長時間の熱い討論を いただいた.謝意を表します.大林治夫教授には 電磁加速器と太陽風との類似性を指摘していただ いた.謝意を表します.筑波大学プラズマ研究セ ンター犬竹正明助教授には MPD アークジェット に関する多数の文献を御教示いただいた.謝意を 表します.

参考文献

- [1] T. R. Brogan, Advan. Plasma Phys., 1 231 (1968).
- [2] A. I. Morozov and S. V. Lebedev, *Review Of Plasma Physics Vol. 8* (Consultant Bureau, New York, 1980) p 417.
- [3] J. Marshall, Phys. Fluids, **3**, 135 (1960).
- [4] S. Humphries, Jr., Charged Particle Beams (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1990) p 329.
- [5] 栗木恭一, ながれ, 7, 15 (1989).
- [6] 吉川孝雄,加賀谷洋一,島本恭次,横井洋一, 宇宙科学研究所報告特集第7号(1983,7月)
 MPDアークジェット研究報告 p25.
- [7] T. R. Jarboe, I. Henins, A. R. Sherwood *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51**, 39 (1983).

- [8] P. J. Lomas, J. Phys. D, Appl. Phys. 9, 1705 (1976).
- [9] I. Prigogine, From Being To Becoming (W. H. Freeman and Company, San Francisco, 1984) p 77.
- [10] I. I. Demidenko, N. S. Lomino, A. I. Morozov and V. G. Padalka, Sov. Phys. Teck. Phys., **19**, 1560 (1975).
- [11] R. R. John, R. R. Bennet and J. F. Connors, AIAA Journal, 1, 2517 (1963).
- [12] H. Hugel, G. Kruelle and T. Peters, AIAA Journal, 5, 551 (1967).
- [13] 森岡茂樹:気体力学(朝倉書店,1982,東京)p 59.
- [14] S. I. Braginskii, Review Of Plasma Physics Vol. 1 (Consultant Bureau, New York, 1965) p 205.
- [15] 平野恵一:プラズマ・核融合学会誌出版予定 中.
- [16] K. Hirano, Nucl. Fusion, 28, 207 (1988).
- [17] M. Katurai, A. Yumoto, Y. Ono, Trans. Inst. Electr. Eng. Jpn. 107-A (1987) 65.
- [18] K. Hirano, Nucl. Fusion, **29**, 955 (1989).
- [19] 電気学会放電ハンドブック出版委員会編:放電 ハンドブック改訂新版(電気学会, 1973, 東 京) p151.