

電子ビームの入射による対カスププラズマの生成についての考察

A consideration on the plasma production in a biconic-cusp field by electron beam injection

藤田真弘^(A), 安藤利得^(A), 小谷野 開^(A), 塚原信也^(A), 田澤尚賢^(A), 谷川隆夫^(B), 佐藤杉弥^(C), 飽本一裕^(D)

A: 金沢大学, B: 東海大学, C: 日本工業大学, D: 帝京大学

Masahiro FUJITA^(A), Ritoku ANDO^(A), Haruki KOYANO^(A), Shinya TSUKAHARA^(A),

Takatashi TAZAWA^(A), Takao TANIKAWA^(B), Sugiya SATO^(C), Kazuhiro AKIMOTO^(D)

Kanazawa Univ.^(A), Tokai Univ.^(B), Nippon Institute of Technology^(C), Teikyo Univ.^(D)

1. はじめに

極カスプ (Polar Cusp) は漏斗状の磁場をもつ地球磁気圏の一部分である。同じカスプという名前が付いているスピンドルカスプとはどのような関係があるのだろうか。スピンドルカスプは極カスプを2つ背中合わせにした磁場形状を持つ。ここでは前者を単カスプ, 後者を対カスプと呼ぼう。対カスプはカスプの中央部でプラズマの閉じ込める能力を持つのに対し, 単カスプにおいては中央部では閉じ込め能力を持たない。しかし, 周辺の「軸対称シェル状ミラー磁場」においては両者とも閉じ込め能力を持つ。今回, 我々は対カスプにおいて考案された「非断熱運動領域」という概念について考察した。粒子の非断熱運動領域の大きさを見積もり, 実験結果と比較する。

2. 理論

(i) 理想の磁場と非断熱運動領域

理想カスプ磁場 (Ideal Cusp Field) と呼ばれる磁場は以下の様にあらわされる⁽¹⁾。

$$B_r = -ar, \quad B_z = 2az, \quad B_\theta = 0 \quad --(1)$$

ここで, a は定数である。これから磁力線の式が導かれる。

$$r^2 z = \text{const.} \quad --(2)$$

磁場強度 B は原点でゼロとなり, 等磁場強度線は原点を囲む楕円となる。

$$B^2 = a^2(r^2 + 4z^2) = \text{const.} \quad --(3)$$

これから原点を始点としてどの方向に進んでも B は直線的に増えることがわかる⁽²⁾。また, ベクトルポテンシャル $\vec{A} = (A_r, A_\theta, A_z)$ は

$$A_r = 0, \quad A_\theta = arz, \quad A_z = 0 \quad --(4)$$

となる⁽¹⁾。

一般に一樣な磁場中では荷電粒子 (質量 m , 電荷 q , 速度 $\mathbf{v} = (v_\parallel, v_\perp)$) は磁力線の周りをラーモア半径 $\rho = mv_\perp/qB$ で旋回運動する。また, ミラー磁場では磁力線に沿って移動する際には磁気モーメント $\mu = mv_\perp^2/2B$ が断熱不変量として保存される。しかし, カスプの場合は原点付近で磁場が弱くなるため, ρ が中央付近で大きくなり, ρ の距離でも磁場強度が大きく変わる。そのようなところでは μ が保存しなくなる⁽²⁾。そのため, 粒子の軌道はもともとの磁力線から大きく外れ, ランダムに近い軌道をとる。しかし, 他の粒子と衝突しなければ正準角運動量は保存することがわかっており, 速度の絶対値も変わら

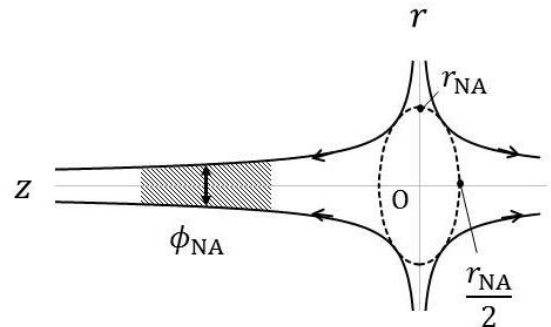


Fig.1 Cusp field and Non-adiabatic area.

ない。その結果、Stormer 領域と呼ばれる領域中に軌道が収まることがわかっている⁽¹⁾。 μ が保存する領域を断熱運動領域(Adiabatic 領域, ここでは略してA領域), そして, 保存しない領域を非断熱運動領域(Non-adiabatic 領域, ここでは略してN領域)と呼ぶことにすると, カスプは中央がN領域となり, その外側はA領域となる。「局所的ラーモア半径」 ρ と、「磁場の空間変化特性長」 $B / |\nabla B|$ の比, $\kappa \equiv \rho (|\nabla B|) / B$ が指標となり, κ が1より小さいことが断熱運動であることとなる。そこで $\kappa = 1$ をN領域とA領域を分ける境界とすると, 境界での磁場強度は

$$B_{NA} = (mav/e)^{\frac{1}{2}} \quad \text{--(5)}$$

で与えられる⁽²⁾。この境界は楕円であり, r 軸と z 軸の切片はそれぞれ, r_{NA} と $r_{NA}/2$ となる。ただし,

$$r_{NA} = \pm(mv/ea)^{\frac{1}{2}} \quad \text{--(6)}$$

である。 r_{NA} は m の1/4乗に比例するため, もし, 同じ運動エネルギーならば電子よりイオンの方が r_{NA} は大きい。

(ii) N領域射影半径

上記のN領域境界の楕円に接する磁力線は

$$r^2 z = \text{const.} = (r_{NA}/\sqrt{3})^3 \quad \text{--(7)}$$

の式で与えられる。この磁力線を z 軸を中心に回転させた曲面の外側は断熱領域であり, 粒子はミラー磁場によって閉じ込められる(軸対称シェル状ミラー磁場と呼ばれる)。一方で, その内側の磁力線は中央のN領域を貫通して周辺へと延びる。一つの磁力線上でもカスプの中央の楕円境界の内側はN領域で, 外側はA領域であることになる。

(iii) 現実の磁場

我々は真空チャンバーを中性ガス(Ar)で薄く満たし, 電子銃から電子ビームを入射して, プラズマを生成している。電子ビームは離れたところから z 軸に平行にカスプの中央に向かって入射する。その際に電子ビームがN領域とA領域のどちらに行き着くかによってその後の電子ビームの閉じ込められ方や, それによって生成されるイオンの分布する領域が変わってくるのが予想される。そこでN領域から逆に磁力線をたどってN領域の境界の遠方での射影半径 r_{ext} を求めることにする。

ところで(1)式のとおり理想カスプ磁場は, r や z に比例して $|B|$ が大きくなり続けるが, 現実にはその様なことはない。あくまで理想カスプ磁場の近似が使えるのはカスプの中央付近であり, 遠方では使えない。そこで, 上記の理想カスプ磁場の範囲を超えたところで r_{ext} を求めるには(7)式を直接使うのではなく, 先ず楕円境界に接する磁力線が z 軸の周りに取り囲む磁束 Φ_{NA} を求め, それから求めという段階を踏む。磁束 Φ_{NA} は

$$\Phi_{NA} = \pi r^2 B = 2\pi a (r_{NA}/\sqrt{3})^3 \quad \text{--(8)}$$

で与えられる。 r_{ext} を求める場所での磁場を B_{ext} とすると

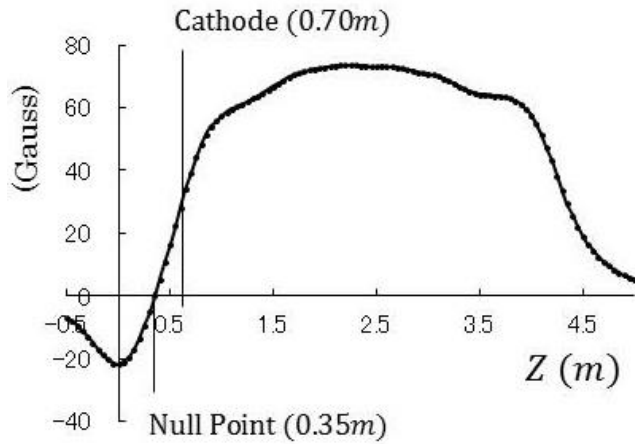


Fig.2 Magnetic field distribution $B_0(Z)$ on the axis of the cylindrical vacuum chamber.

$$r_{ext} = \sqrt{\Phi_{NA}/\pi B_{ext}} \quad --(9)$$

となる。

以上のように z 軸上での磁場強度 $B_0(Z)$ の情報だけから非断熱領域の大きさ r_{NA} と N 領域射影半径 r_{ext} を求めることができる。また、 $B_0(Z)$ は解析的な式から求められる。以下では、断熱領域と非断熱領域の存在を意識して実験データ⁽⁴⁾を眺めてみる。まず、生成プラズマの特徴がどうであったかを振り返ってみる。

3. 実験

本実験に用いる“高密度磁化プラズマ発生装置”は全長約 500 cm、内直径約 74 cm の真空チャンバーを持つ。通常の実験では直線型の磁場を用いるが、ここでは装置の端に設置された補助コイルに主コイルと逆向きの電流を流すことによってカusp磁場を形成する。今回は主磁場で -70 Gauss と補助コイルで 29.47 Gauss になるようにした。 Z 軸上での磁場強度分布を図 2 に示す。図 3 には装置のセッティングを示す。 Z 軸は円筒形の真空チャンバーの中心軸の上にとり、原点は蓋の内面にとっている。この条件では $Z=35$ cm の位置で磁場がゼロとなる (カusp面)。電子銃には $\phi 20$ mm を用いた。(我々の用いている電子銃には電子ビームの直径が $\phi 20$ mm と $\phi 120$ mm の 2 種類あるが、今回は前者を用いた。) $\phi 20$ mm 電子銃はアノードの位置が $Z=105$ cm になるように、電子銃から磁力線と平行に電子ビームを入射できるように設置した。ただし、電子銃の高さ (y) は可変であり、今回は電子銃を真空チャンバーの中心軸上 ($y=0$ cm) と、 3 cm 下方 ($y=-3$ cm) にずらした場合についてのデータについて報告する。 $y=0$ cm は対称入射であり、 $y=-3$ cm では非対称入射となる。真空チャンバーをアルゴンガス 1.57×10^{-2} Pa で満たし、 70 V で加速した電子ビームを入射することでプラズマを生成した。 $y=0$ cm の時には電子ビームがカusp中心に入射され、カusp面を抜けて反対側に行くことを、そして、 $y=-3$ cm の時には電子ビームのほとんどは磁場によって下方に曲げられることを目視で確かめた。

さて、電子とイオンに対して r_{NA} をそれぞれ見積もる。それにあたって電子ビームの加速エネルギー (70 eV) をとる。イオンについては測定していないため、適当と考えられる値として 0.1 eV にとることとする。まず、カusp付近の磁場強度の傾き (図 2) より $a = 0.0055$ T/m と決定できる。これより、非断熱領域の大きさは電子 $r_{NA_e} = 7.4$ cm とイオン $r_{NA_i} = 23.8$ cm と見積もられる。また、N 領域射影半径は $r_{ext_e} = 1.2$ cm そして $r_{ext_i} = 6.6$ cm と算出できる。

今回の電子ビームの直径は $\phi 20$ mm である。したがって、対称入射の場合には r_{ext_e} および r_{ext_i} の内に

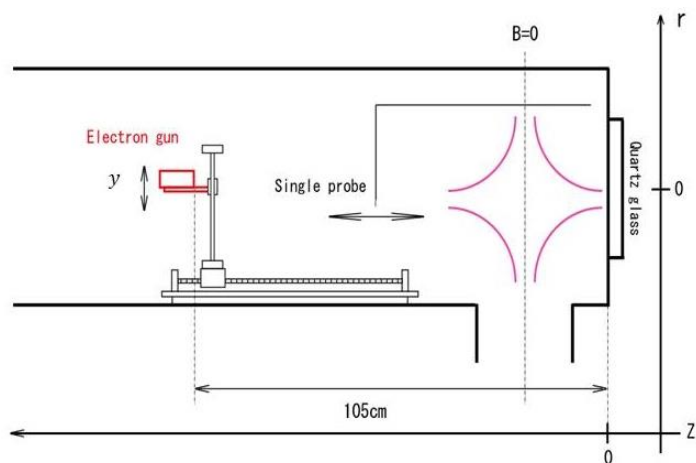


Fig.3(a) Experimental setup (Side view).

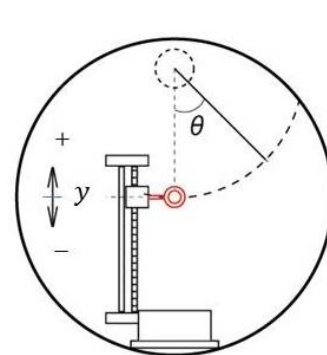


Fig.3(b) Experimental setup (Front view).

納まる。非対称 $y = -3$ cm 入射時には電子ビームの入射位置は $-2\text{cm} < y < -4$ cm の範囲に分布する。つまり、すべての入射位置が r_{ext_e} の外側であり、 r_{ext_i} の内側に対応する。

単探針プローブをL字状の支柱の先端に付けて、プラズマの空間分布を測定した。支柱を Z 方向に平行移動することによって Z 方向を、また、支柱を回転(θ)させることによって、その先端がチャンバーの中心を通り半径 33 cm の弧を描くので、これによって半径方向をスキャンした。単探針プローブはワイヤー（直径 0.3 mm で長さ 5 mm のニッケルメッキ銅線）を用い、電圧は -96 V を印可し、 $10\text{ k}\Omega$ の負荷抵抗を通してアースして測ることができるイオン飽和電流 I_s の空間分布を測定した。 I_s は電子温度と電子密度などの関数であるが、この実験条件では電子温度はほぼ一定と見なすことができるので I_s はほぼプラズマの密度を表わすと解釈する。

4. 結果

図 4 は非対称 $y = -3$ cm 入射時の径方向分布である。各 Z での半径方向の分布が示されており $Z=35$ cm がカusp中心である。グラフの凡例には Z の値と、括弧の中の数字はカusp中心からの距離であり、単位は cm である。また、図 4 (a)には電子ビームを入射する側が、図 4 (b)にはカusp面の反対側の分布が示されている。図 4 (a)には最大のピークが $Z=50$ cm, $\theta = -18$ 度のところにある。これは入射した電子ビームが直接来ている場所と考えられる。裏側にはこのようなピークはない。このピークの背景には対称にプラズマが分布している。つまり、カusp面の前面と同程度のプラズマが後面にも生成されている。図 4 には上述した r_{NA_e} と r_{NA_i} の大きさが矢印で示されている。明らかにプラズマが分布する領域は r_{NA_e} (電子) の大きさよりは大きく、 r_{NA_i} (イオン) の大きさに近いことがわかる。これはプラズマの分布において r_{NA_i} が主体的に効いてくることを示している。以上は対カuspにおけるプラズマの閉じ込めから得られた理論をもとに考察したものである。今後、単カuspにおいてもこのような考え方ができるのか検討をする必要がある。

謝辞

本実験を遂行するにあたり、ISAS/JAXA の阿部琢美先生、長谷川 直先生には多大なご支援をして頂きました。ここに深くお礼申し上げる次第です。スペースプラズマ共同研究設備の中園技官には実験を実施するにあたり大変お世話になりました。

参考文献

1. W. Strijland, Physica 47, (1970) pp.-617-625.
2. 佐藤照幸, 高山一男 編, 名古屋大学プラズマ研究所 IPPJ-REV-5, (1989).
3. G. Schmidt, Phys. Fluids, 5, (1962). pp.994-1002.
4. 安藤, 遊津, 壬生, 佐藤, 谷川, 山際, 「スペース・プラズマ研究会 平成 24 年度」講演集, (2013.3).

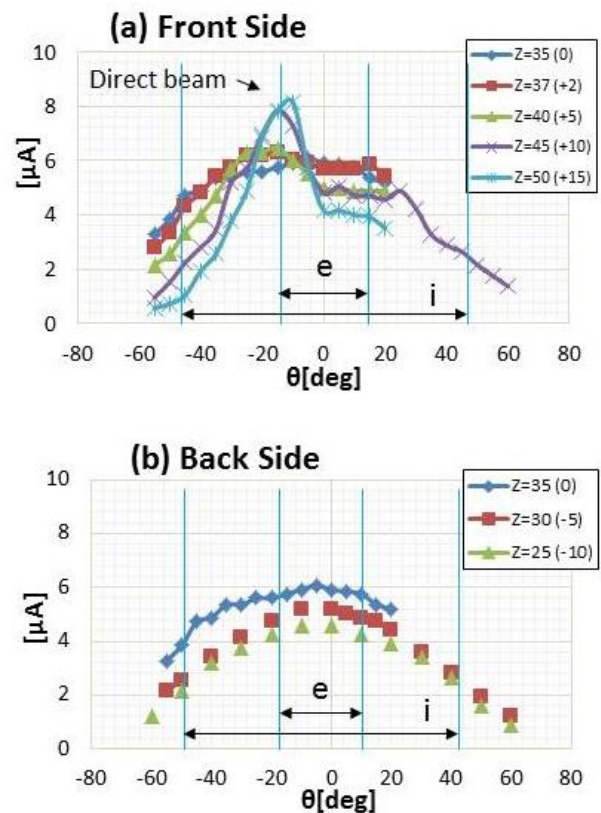


Fig.4 Distributions of ion saturation current: on the front side (a), and the back side (b), of the cusp center surface, $Z=35$ cm.