

研究種目：基盤研究（C）
 研究期間：2007～2008
 課題番号：19540526
 研究課題名（和文） イオン源カusp磁場におけるプラズマ損失の理論及びシミュレーション
 研究課題名（英文） Theory and simulation of plasma loss in cusp magnetic field in ion sources
 研究代表者
 深野 あづさ（FUKANO AZUSA）
 東京都立産業技術高等専門学校・ものづくり工学科・教授
 研究者番号：90259838

研究成果の概要 核融合をおこすためにはプラズマを 億℃程度まで加熱する必要があり、このために水素負イオン源を用いたプラズマ加熱装置が考えられている。負イオン源内のプラズマは、壁での損失を抑えるためにカusp磁場により閉じ込められているが、一部のプラズマ粒子は壁で損失する。本研究では、壁でのプラズマ損失を解析する上で重要なシースポテンシャルについての解析を行ない、磁場がある場合の壁近傍でのポテンシャル分布を明らかにした。

交付

	金 単位 円		
	直接経費	間接経費	合計
年度	500,000	150,000	650,000
年度	500,000	150,000	650,000
年度			
年度			
年度			
総計	1,000,000	300,000	1,300,000

研究分野 数物系科学

科研費の分科・細目 プラズマ科学・プラズマ科学

キーワード プラズマ・核融合、イオン源、シースポテンシャル、カusp磁場

研究開始当初の背景

磁場閉じ込め核融合において、プラズマを核融合に必要な温度にまで加熱する方法の一つとして、中性粒子ビーム入射加熱法が研究されている。これは、負イオン源で生成したイオンビームを中性化セル内で中性粒子に変換し、プラズマ内に入射し加熱するという方法である。負イオン源内で生成される水素負イオンを増加させるためには、電子の温度および密度の制御が必要となり、このために負イオン源内にカusp

磁場をおくことによりプラズマの閉じ込めをよくしている。しかし、一部のプラズマ粒子は磁力線に沿って壁に到達し損失する。従って、カusp部におけるプラズマ損失幅 カusp損失幅 の評価が負イオン生成の解析に大きく影響する。

プラズマ密度のカusp損失幅については、これまで多くの実 験的および数は少ないが解析的な研究が行われている。しかし、プラズマの状態により実 験結果が異なり、実 験結果と理論値とが合わない場合も多

い。一方、プラズマのエネルギー損失幅については従来近似的に粒子損失幅と同じとして扱われてきたが、これを裏付ける理論的説明は未だなされていない。

近年、熱核融合プラズマにおいてプラズマと壁との相互作用が問 となっており、プラズマとシースとの関係を知ることが必要である。負イオン源においても、壁でのカusp損失幅を解析する上でシースの役割は重要である。しかし、カusp損失幅の解析において、これまでプラズマの壁での境界条件として磁場が無い場合のシース条件が用いられてきた。従って、カusp磁場でのシースの状態を解析し、その境界条件の下で負イオン源内におけるカusp損失幅を求める必要がある。

研究の目的

背景で述べたような問 点を踏まえ、負イオン源内のカusp磁場におけるプラズマ損失幅を求めるために、本研究では具体的目標として以下の 点を設定する。

(1) 負イオン源内のカusp磁場における磁場配位、すなわち壁に向かって磁場の強さが増加する場合のプラズマにおいて、壁付近でのシースの状態がどのようなものか、磁場が無いあるいは磁場が一様で壁と垂直な場合のシースとどのように異なるのかを明らかにする。

(2) 求められた負イオン源内のカusp磁場でのシースにおいて、壁に向かうプラズマの粒子束およびエネルギー束がどのようなものかを明らかにしプラズマのカusp損失幅を求める。

以上の 点について、本質的な物理現象の抽出、簡単化と理論モデル構築を行い、それをもとに理論解析を行う。同時に、総合的なシミュレーションにより理論モデルの妥当性検討と理論へのフィードバックを行い、カusp損失幅に対する信 性の い理論モデル構築を行う。

研究の方法

負イオン源内のカusp磁場の壁近傍での磁場変化、つまり、磁場が壁に対して垂直で壁に向かって磁場の強さが増加する場合を考える。このために、以下のように研究を進めた。

(1) 水素負イオン源における壁近傍でのシースポテンシャルの解析モデルを構築した。水素負イオン源の壁近傍でのシースの状態を調べるにあたり、まず表面生成負イオンにおける引き出し 域近傍でのポテンシャル空間構造の解析を行なった。

水素負イオン源内において、イオン引き出し口のプラズマグリッド Plasma Grid、略してPG で生成された表面生成負イオン

は、プラズマと壁との間のポテンシャルの差により加速される。一般に、固体壁近傍のプラズマにはシースポテンシャルが形成される。このポテンシャルは、PG表面で生成された負イオンをイオン源内部方向に向かって加速する 図1 。従って、

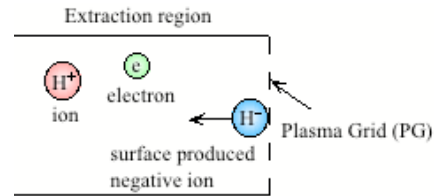


図1 イオン源引き出し 域

表面生成負イオンが装置から引き出されるためには、負イオンが再びPG表面に戻るような機構が必要となる。本研究では、負イオンがある場合のプラズマについて、プラズマ-シース方程式を導きプラズマ 域とシース 域におけるポテンシャルを自己矛盾なく解くことにより、引き出し 域近傍での空間電位構造の解析を行なった。

ここで解析モデルとして、静電ポテンシャル ϕ は $x=0$ について対称で、壁に向かって単調減少し $x=0$ で0と仮定した 図2 。

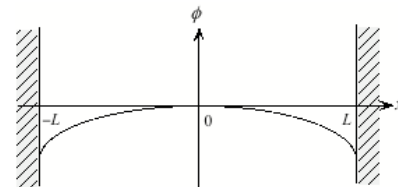


図2 解析モデル

基礎方程式として、正イオンおよび負イオンについてのエネルギーの式

$$E = \frac{1}{2} M v_x^2 + q\phi(x) \quad (1)$$

$$E_- = \frac{1}{2} M_- v_{x-}^2 - q\phi(x) \quad (2)$$

および運動方程式

$$\sigma v_x(x, E) \frac{df(x, E, \sigma)}{dx} = S(x, E) \quad (3)$$

$$\sigma v_{x-}(x, E_-) \frac{df_-(x, E_-, \sigma)}{dx} = S_-(x, E_-) \quad (4)$$

を用いた。ここで、添字“-”は負イオンを表し、 $M (= M_-)$ は質量、 v_x および v_{x-} は正イオンおよび負イオンの x 方向の速度、 q および $-q$ は正イオンおよび負イオンの電荷を表わす。また、 $\sigma (= \pm 1)$ は粒子の運動方向、 $f(x, E, \sigma)$ および $f_-(x, E_-, \sigma)$ は分布関数、 $S(x, E)$

および $S_{\pm}(x, E_{\pm})$ はソース関数を表わす。

(2) 表面生成負イオンにおける引き出し域近傍でのポテンシャルの解析の際に用いたモデルを応用し、カusp磁場における磁場配位、すなわち壁に向かって磁場 $B(z)$ の強さが増加する場合のプラズマにおける壁付近でのシースの状態の解析を行なった

図3。ここで、正イオンと電子から成るプラズマを考えた。磁場が壁に向かって増加する場合について、イオンについてのエネルギー、磁気モーメント、および運動エネルギーの式を基礎式とし、プラズマ-シース方程式を導出しこれをプラズマから壁まで自己矛盾無く解くことにより壁近傍でのポテンシャル分布を求めた。

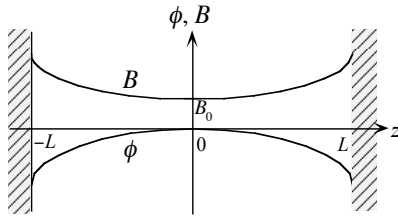


図3 解析モデル

基礎方程式として、イオンについてのエネルギーの式についてのエネルギーの式

$$E = \frac{1}{2} M(v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) + q\phi(z) \quad (5)$$

磁気モーメント

$$\mu = (1/2) M v_{\perp}^2 / B(z) \quad (6)$$

および運動方程式

$$\sigma v_{\parallel}(z, E, \mu) \frac{\partial f(z, E, \mu, \sigma)}{\partial z} = S(z, E, \mu) \quad (7)$$

を用いた。ここで、 M は質量、 v_{\perp} および v_{\parallel} は磁場に垂直および平行方向の速度、 q は電荷を表わす。また、 $\sigma(\pm 1)$ は粒子の運動方向、 $f(z, E, \mu, \sigma)$ は分布関数、 $S(z, E)$ はソース関数を表わす。

研究成果

(1) 基礎式およびポアソンの式より、以下のプラズマ-シース方程式が得られた。

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{n_0 e}{\epsilon_0} \exp\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right) - \frac{S_0 q}{\epsilon_0} \left(\frac{M\pi}{2kT_i}\right)^{1/2} \int_0^L dx' I(x, x') h(x') + \frac{S_0 q}{\epsilon_0} \left(\frac{M\pi}{2kT_{i-}}\right)^{1/2} \int_0^L dx' I_{-}(x, x') h_{-}(x') \quad (8)$$

ここで、 S_0 、 S_0 は正イオンおよび負イオンの平均のソースの強さ、 $h(x)$ 、 $h_{-}(x)$ はソースの強さ、 T_i 、 T_{i-} は正イオンおよび負イオンの温度を表わす。また、 $I(x, x')$ $I_{-}(x, x')$ はそれぞれ

$$I(x, x') = \begin{cases} \exp\left[\frac{q\phi(x') - q\phi(x)}{kT_i}\right] \operatorname{erfc}\left[\left\{\frac{q\phi(x') - q\phi(x)}{kT_i}\right\}^{1/2}\right], & q\phi(x') > q\phi(x) \\ \exp\left[\frac{q\phi(x') - q\phi(x)}{kT_i}\right], & q\phi(x') < q\phi(x) \end{cases}$$

$$I_{-}(x, x') = \begin{cases} \exp\left[\frac{-q\phi(x') + q\phi(x)}{kT_{i-}}\right] \operatorname{erfc}\left[\left\{\frac{-q\phi(x') + q\phi(x)}{kT_{i-}}\right\}^{1/2}\right], & q\phi(x') < q\phi(x) \\ \exp\left[\frac{-q\phi(x') + q\phi(x)}{kT_{i-}}\right], & q\phi(x') > q\phi(x) \end{cases}$$

を表わす。正イオンおよび負イオンの平均のソースの強さ S_0 は、壁におけるプラズマの粒子束の平衡 $j_{ew} + j_{iw} = 0$ より決定する。

プラズマ-シース方程式を差分により n 元連立非線形方程式に変換し、これを数値的に解いた。計算結果を以下に示す。図4に、 $\beta = S_0 / S_0$ の値によるポテンシャル分布の変化を示す。ここで、 $s = x/L$ 、 $Z = q/e$ と規格化した。また、 $Z=1$ 、 $\tau = T_e / T_i = 2$ 、 $\tau_{-} = T_e / T_{i-} = 2$ 、 $\lambda_D / L = 10^{-1}$ とし、 λ_D はデバイ長を表わす。図より、表面生成負イオンの生成量が多いほどポテンシャルのドロップが大きく、負イオンの生成量が $\beta = 0.8$ 以上で PG 表面近傍に負のポテンシャルのピークが現われることがわかる。図5に、 $\tau_{-} = T_e / T_{i-}$ の値によるポテンシャル分布の変化を示す。ここで、 $Z=1$ 、 $\tau = T_e / T_i = 2$ 、 $\beta = 0.9$ 、 $\lambda_D / L = 10^{-1}$ とする。図より、表面生成負イオンのエネルギーが低いほどポテンシャルのドロップが大きく、 $\tau_{-} = 2$ で PG 表面近傍に負のポテンシャルのピークが現われることがわかる。表面生成負イオンは、この PG 近傍の負のポテンシャルのピークにより跳ね返され、PG 表面に戻されることが予想できる。この負のポテンシャルのピークによる反射機構は、負イオン引き出しに影響を与える可能性がある。

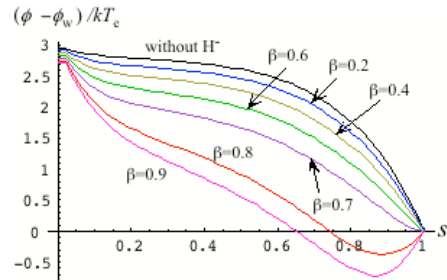


図4 ポテンシャル分布の $\beta = S_0 / S_0$ 依存性

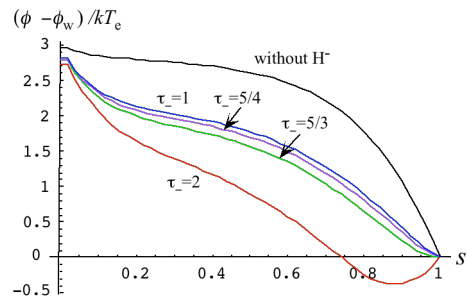


図5 ポテンシャル分布の $\tau_{-} = T_e / T_{i-}$ 依存性

まとめとして、表面生成負イオンにおける引き出し 域近傍での空間電位構造の解析を行なった。負イオンがある場合のプラズマ 域についてプラズマ-シース方程式を導き、プラズマ 域とシース 域におけるポテンシャルを自己矛盾なく解くことにより、引き出し 域近傍での空間電位構造の解析を行なった。この解析により、表面生成負イオンの生成量が多い、またはそのエネルギーが低い場合、PG 表面近傍に負のポテンシャルのピークが形成されることを示した。負イオンは、この PG 表面近傍の負のポテンシャルのピークにより反射され、PG 表面に戻る。負のポテンシャルのピークによる反射機構は、負イオン引き出しに影響を与える可能性がある。

(2) 基礎式およびポアソンの式より、以下の磁場の強さが壁に向かって増加する場合のプラズマ-シース方程式が得られた。

$$\lambda_D^2 \frac{e}{kT_e} \frac{d^2 \phi}{dz^2} = \exp\left(\frac{e\phi(z)}{kT_e}\right) - \frac{q S_0}{e n_0} \left(\frac{\pi M}{2kT_i}\right)^{1/2} \int_0^z dz' I(z, z') h(z') \quad (9)$$

ここで、 $I(z, z')$ は

$$I(z, z') = \begin{cases} \exp\left\{\frac{q\phi(z') - q\phi(z)}{kT_i}\right\} \operatorname{erfc}\left[\frac{q\phi(z') - q\phi(z)}{kT_i}\right]^{1/2} \\ + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{\frac{(B(z) - B_0)q\phi(z') - (B(z') - B_0)q\phi(z)}{kT_i(B(z') - B_0)}\right\}^{1/2} \\ \times \exp\left\{\frac{q\phi(z')B(z')}{kT_i(B(z') - B_0)} + \frac{B(z) - B(z')}{B(z')}\right\}^{1/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \\ \times \exp\left\{\frac{(q\phi(z') - q\phi(z))B(z')}{kT_i(B(z') - B(z))}\right\} \left[D\left[\frac{-(q\phi(z') - q\phi(z))B(z')}{kT_i(B(z') - B(z))}\right]^{1/2}\right] \\ - D\left[\frac{\{(B(z) - B_0)q\phi(z') - (B(z') - B_0)q\phi(z)\}B(z')}{kT_i(B(z') - B(z))(B(z') - B_0)}\right]^{1/2} \right], \quad z' < z \\ \exp\left\{\frac{q\phi(z') - q\phi(z)}{kT_i}\right\}, \quad z' > z \end{cases}$$

を表わす。ここで、 $D(z)$ は Dawson 関数

$$D(x) = \int_0^x \exp(t^2) dt$$

を表わす。イオンの平均のソースの強さ S_0 は、壁におけるプラズマの粒子束の平衡

$$j_{ew} + j_{iw} = 0 \quad \text{より決定する。}$$

プラズマ-シース方程式を差分により n 元連立非線形方程式に変換し、これを数值的に解いた。ここで、 $s=z/L$ 、 $Z=q/e$ 、 $\eta=(e/kT_e)(\phi_w - \phi)$ 、 $\tau=T_e/T_i$ 、 $R=B/B_0$ と規格化した。ここで、 R はミラー比を表わし、次式で仮定した。

$$R(\eta) = \exp\left[\alpha\{\eta - e\phi_w/(kT_e)\}^{1/2}\right]$$

計算結果を以下に示す。図 6 および図 7 に、 α の値によるミラー比およびポテンシャル分布の変化を示す。ここで、 $\psi = -e\phi/kT_e$ は規格化されたポテンシャルを表わす。 $Z=1$ 、 $\tau=1$ 、 $\lambda_D/L=5 \times 10^{-2}$ とする。 α の値が大きくなるほど、ミラー比は大きくなり、ポテンシャルのドロ

ップは減少することがわかる。これは、 α の値が大きくなると壁近傍での磁場が強くなるので、この磁場によりイオンが反射され往復運動をし、結果としてプラズマ 域でのイオンが増加しポテンシャルのドロップが減少するためと考えられる。一方、シース 域でのポテンシャルは α の値にあまり依存しない。図 8 および図 9 に、温度比 $\tau=T_e/T_i$ の値によるミラー比およびポテンシャル分布の変化を示す。ここで、 $Z=1$ 、 $\alpha=0.4$ 、 $\lambda_D/L=5 \times 10^{-2}$ とする。 $\tau=T_e/T_i$ の値が大きくなるほどミラー比およびポテンシャルのドロップは減少することがわかる。これは、壁近傍での強い磁場によりエネルギーが低いイオンは反射され、往復運動をするためと考えられる。 τ の値が大きくなるほどプラズマ 域での磁場の強さは減少するが、シース 域では τ の値にあまり依存していない。

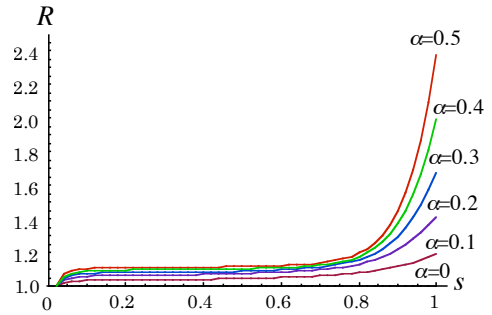


図 6 ミラー比の α 依存性

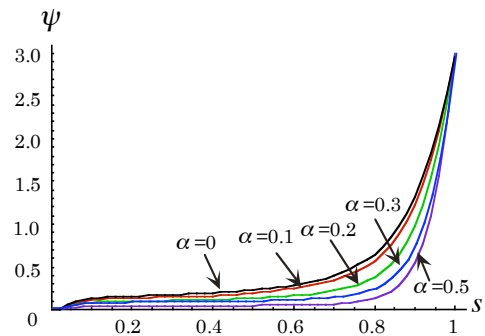


図 7 ポテンシャル分布の α 依存性

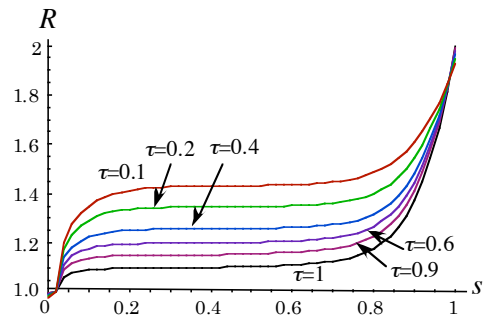


図 8 ミラー比の τ 依存性

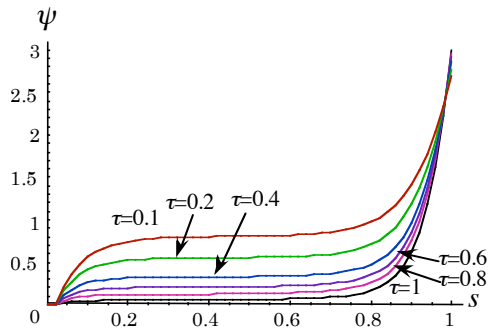


図9 ポテンシャル分布の τ 依存性

まとめとして、磁場の強さが壁に向かって増加する場合について、プラズマ-シース方程式を導出し、これを解くことにより壁近傍でのプラズマ中のポテンシャル分布を求めた。解析結果より、壁でのポテンシャルドロップが磁場の分布とイオン温度に依存することを示した。壁近傍での磁場の増加が大きい場合、または電子温度に対するイオン温度の比が小さい場合、ポテンシャルドロップは減少する。

今後は、本研究成果を踏まえ、さらなる負イオン源壁近傍および引き出し口近傍での電位分布の解析を行い、プラズマおよび負イオンの損失および引き出し機構の総合的な理解を目指す。本研究が対象とする負イオン源内のプラズマと壁との間のシースに関する研究成果は、多方面のプラズマへの拡張が可能であり、広範なプラズマに応用できる。核融合プラズマにおける炉壁への熱流や主プラズマへの不純物の流入の制御への応用のみならず、プラズマプロセッシングや宇宙プラズマの理論的研究にも役に立つと考えられる。

主な発表論文等

研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線

〔雑誌論文〕 計 件

- ① A. Hatayama, “Progress in modeling and numerical simulation of negative hydrogen ion sources” (invited), Review of Scientific Instruments, Vol. 79. Issue 2, p.02B901 (2008). 査読有
- ② A. Fukano, J. Hanatani, T. Matsumiya, A. Hatayama, “Spatial structure of electric potential near the extraction region in Cs-seeded H^- ion sources”, Review of Scientific Instruments, Vol. 79. Issue 2, p.02A525(2008). 査読有
- ③ A. Fukano, A. Hatayama and M. Ogasawara, “Estimation of Width of Electron Energy Loss Region in Cusp Magnetic Field in Negative Ion

Sources”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 46. No.4A, pp.1668-1673(2007). 査読有

- ④ A. Fukano and A. Hatayama, “Electric Potential in a Magnetized Plasma with Magnetic Field Increasing toward a Wall”, Journal of Plasma and Fusion Research Series. (accepted). 査読有
- ⑤ D. Matsushita, S. Kuppel, A. Hatayama, A. Fukano and M. Bacal, “Modeling of the Plasma Electrode Bias in the Negative Ion Sources with 1D PIC Method”, American Institute of Physics Conference Proceedings. (accepted). 査読有

〔学会発表〕 計 件

- ① 深野あづさ, 畑山明聖, “負イオン源における壁近傍でのポテンシャル”、プラズマ・核融合学会第 回年会、2008年12月3日、宇都宮
- ② A. Fukano and A. Hatayama, “Electric Potential in a Magnetized Plasma with Magnetic Field Increasing toward a Wall”, International Congress on Plasma Physics 2008, 9 Sep., 2008, Fukuoka, Japan.
- ③ 深野あづさ, 花谷純次, 松宮健郎, 畑山明聖, “水素負イオン源における引き出し域の空間電位構造”、プラズマ・核融合学会第 回年会、2007年11月30日、姫路
- ④ A. Fukano, J. Hanatani, T. Matsumiya and A. Hatayama, “Spatial Structure of Electric Potential near the Extraction Region in Cs-Seeded H^- Ion Sources”, The 12th International Conference on Ion Sources, 28 Aug., 2007, Jeju, Korea.
- ⑤ A. Hatayama, “Progress in modeling and numerical simulation of negative hydrogen ion sources” (invited), The 12th International Conference on Ion Sources, 28 Aug., 2007, Jeju, Korea.

研究組織

(1) 研究代表者

深野 あづさ FUKANO AZUSA
東京都立産業技術 等専門学校・ものづくり工学科・教授
研究者番号

(2) 連携研究者

畑山 明聖 HATAYAMA AKIYOSHI
慶應義塾大学・理工学部・教授
研究者番号