1. <u>はじめに</u>

イオン源は、「特定のイオン(正または負に 帯電した粒子)を内部で生成し、その粒子の 集まりを特定の方向に出力する(ビームと して引き出す)装置」である。

このような特徴から、イオン源は多岐の分 野、例えば、J-PARC など粒子加速器 (素粒 子物理、物質・生命科学、核変換)、医療応 用(近年では PET(陽電子放出断層撮影) や BNCT(ホウ素中性子捕捉治療))、宇宙 開発(人工衛星のエンジン)、半導体製造技 術(イオン注入)、あるいは核融合プラズマ 加熱(NBI(中性粒子入射加熱装置))など、 において粒子源として応用される。

30年以上前では、イオン源は、ビームを利 用する各大型機器の付随装置として認識さ れていた。当時は利用するイオンの種類を 満たしていれば、大型機器へのイオン供給 量の閾は現在ほどシビアでないため、イオ ン源共通の課題である性能について議論さ れることは少なく、イオン源の開発は分野 ごとに独立して行われてきた。イオン源の 基本的な構成は、図1のようにガス導入お よびパワー入力(放電形式)によって、プラ ズマを生成し、その中から目的のイオンを 静電加速によって引き出すものであるが、

上述のような歴史から、イオン源には放電 形式や閉じ込め方式別に、非常に多くの種 類・型式が生まれた。イオン源の種類や用途 などに興味がある人は、文献[1-5]も合わせ て見ることを薦める。

その後、各分野において装置に対する要求 性能の向上や、イオン源応用の多様化が進 むにつれ、イオン源からの出力ビーム性能 が装置全体の性能を左右するようになり始 めてきた。1980 – 1990 年には既にこのよ うな認識が持たれ始めたが、2018年現在で も、イオン源の性能向上は各分野における 重要課題に位置づけられている。 各分野におけるイオン源共通の課題は、以

- イオン源出力の大強度化 (ビーム大電流化)
- 2. 低エミッタンス

下のようなものがある;

- (ビーム収束性の向上)
- 3. メンテナンスフリー
 - (イオン源寿命の延伸)

医療応用の分野を例に取ると、PET 治療で は、がんの悪性度診断を行う患者に十分な 量の放射性トレーサーを投与する必要があ る。その一方、放射性トレーサー半減期が短 いため、短時間で崩壊して放射能を失うた め、トレーサー生成後から患者のところに 輸送する間に効力が半減してしまう問題が ある。これを解決するために、イオン源出力 の大強度化が進められている。別の例では、 J-PARC を初めとする加速器では、イオン 源から供給されるビーム電流値が十分であ れば、加速空洞内の粒子ロスがあっても、目 標の粒子数をターゲットに輸送できる可能 性はある。一方、どれだけ加速器内のビーム 透過率が高くとも、生成されるビーム粒子



図 1. イオン源の基本構成.

数が少なければ、ビーム強度は頭打ちをす る。この観点から、イオン源出力の大強度化 は加速器におけるビーム強度の上限を決定 する因子とも言える。その一方で、加速器内 部を通過するビームは、自身の空間電荷効 果により、空間的に徐々に発散し、そのまま では壁に当たって失われる。そのため、加速 器のようにビームの輸送行程の長い大型装 置では、ビーム収束性を維持することが特 に重要である。この収束性を定量的に扱う ために、エミッタンスという物理量が、加速 器分野では指標とされており、イオン源で もエミッタンスを低く保つ工夫が必要とさ れている。また、核融合分野では、仏・カダ ラッシュに建設される国際熱核融合実験炉

(ITER)、あるいは実証炉・原型炉の NBI に用いるイオン源に対し、炉心プラズマを 維持する期間メンテナンスによる停止が出 来ないことから、年単位スパンのイオン源 寿命が要求性能とされている。あるいは、ス イスの CERN では、現在建設中の Linac4 を地下ピットに埋設し、2-4年間のメンテ ナンスフリー (メンテナンス不要) での運転 を目標に掲げたイオン源の研究開発を進め ている。

このような、多分野に渡るイオン源共通の 課題を解決するには、イオン源内部で起こ っている物理過程の明確化と、それに基づ いたイオン源デザイン設計が必要となる。 しかしながら、イオン源内部で生成される プラズマ中では、多くの物理過程が影響し あう非線形性の強い物理機構があり、理論 解析により定量的に扱うことは大変困難で ある。このような物理を扱うには、数値シミ ュレーションが有効である。従来は、イオン 源性能向上に向けた研究開発は、ほとんど が現象論的・経験的な手法であったが、2010 年前後より、コンピュータ資源の発展に伴 い、非線形なプラズマを扱う数値シミュレ ーションが可能となってきており、イオン 源性能向上のための研究開発は新しい段階 に移りつつある。

このテキストでは、イオン源の話を扱う前 に、2-5章で「プラズマ」と呼ばれる物質 の状態と基本的な挙動を説明する。なぜな らプラズマを理解しないことには、イオン 源内のビーム粒子に対する生成・輸送過程 を理解することは到底出来ないためである。 その後、6章では正イオン源の主要な分類 を行い、7 章では負イオン源と呼ばれるイ オン源について説明する。また8章では、 イオン源内部で生成されたビーム粒子の引 出しに関する物理機構について説明する。9 章と最終章では、陽子加速器としては、世界 最大強度・最長寿命を有する J-PARC イオ ン源を紹介し、イオン源性能向上のための 研究として、プラズマの数値シミュレーシ ョンについて紹介する。

2. <u>プラズマとは</u>

イオン源では、イオンとして引き出すビー ムの元となるガスを導入したチャンバー内 に、電場・磁場を印加することで、「プラズ マ(イオンと電子、および原子・分子の集ま り)」を生成して閉じ込める。

イオン源チャンバーの端部には、単孔もし くは多孔の引出し孔が空けられた電極板が 複数取り付けられており、この孔の空いた 電極板の間に正または負の静電圧を印加す ることで、プラズマ中から目的のイオンを ビームとして引き出すことが可能である。 このようなイオン源の動作を理解するため には、先ず初めに、プラズマと呼ばれる物質 の状態と、プラズマが示す特徴的な物理過 程を理解する必要がある。

2.1 身の回りのプラズマ

身の回りにあるほとんどの物質は、固体・液 体・気体のいずれかの状態であるが、プラズ マは第4の状態と言われている。例えば、 太陽や天の川銀河など恒星や、ガス状の星 雲、また太陽風や宇宙線など星間にもプラ ズマが存在し、宇宙全体の物質の99%はプ ラズマ状態が占めている。我々が日常的に 目にするものでは、蛍光灯やネオンサイン (ネオンランプ)、プラズマテレビ、あるい

は自然現象として、雷やオーロラもプラズ マである。しかし、これらを除いて地球上の 物質が残りの1%(固体・液体・気体)であ る理由は、プラズマに比べて、これらの物質 の温度や密度が低いためである。

2.2 物質の三態

物質の三態について説明すると、構成する 原子、あるいは分子同士が共有結合により、 互いに引き合い、規則正しく配列してもの を固体という。分子の場合、この規則的な結 合状態が崩れ、(固体と比較して)距離の長 い相互作用(水素結合や分子間力)のみが働 くことで、分子の並進運動の自由度が保た れつつ、凝集している状態が液体である。さ らに、上記のような結合や力がほとんど働 かず、原子・分子同士のまとまりが無くなっ たものが気体の状態である。卑近な例とし て水(H₂O)を挙げる。物質の温度が 0℃ (273 K)を超えると、原子や分子の熱振動 が激しくなり、規則正しい共有結合が崩れ ると固体(氷)から液体(水)へと融解が起



図 2. Bohr の原子模型.

こる。さらに温度が100℃(373K)となる と、水素結合や分子間力が及ばなくなる。こ のとき、液体中の水分子のうち、運動エネル ギーの高いものが表面に飛び出し(蒸発)、 気体の状態(水蒸気)となる。

さらに気体の温度を上げるとどうなるか? 気体の温度がある閾値(種類に依るが 10000℃以上)を超えると、この原子・分子 自身が、正に帯電したイオンと、負に帯電し た電子に分離し始める。原子は、ボーアの原 子模型で知られるように、正に帯電した原 子核の周りを、負に帯電した1つ以上の電 子が周回する構造をしており、全体として 見ると電気的に中性である。これは、地球の 周りを月が公転するのと似た模型であるが、 地球と月の間には重力が働き、それが遠心 力と釣り合って周回軌道を作るのに対し、 原子核と電子では、電磁力 (クーロン力) に よって互いが引き付け合う。端的に言えば、 このクーロン力によって引き合った状態が 破れ、原子核と電子がバラバラになった状 態がプラズマ中で実現している。





2.3 イオンと電子

図2に示すように、電子の軌道が原子核に 最も近い K 殻にあるとき、クーロン力は最 も強く働き、電子はエネルギー的に最も安 定状態となる。詳細な説明は省くが、原子核 に近い順にK殻(主量子数 p=1)、L殻(p=2)、 M 殻 (p=3)、…と電子軌道が存在し、それ ぞれの電子軌道には、2個、8個、18個、 …(2p²個)と決められた数の電子が占める ことができる。水素(原子番号Z=1)の場 合は、原子核周りの K 殻に電子が1つだけ 入った状態であり、アルゴン(原子番号18) の場合は、K, L, M 殻の軌道をそれぞれ 2, 8,8 個の電子が占める。このとき、最も外 側(主量子数が高い)軌道に存在する電子 を、「最外殻電子」と呼ぶ。最外殻電子は、 原子核から最も遠くクーロン力の作用が小 さいため、比較的に原子核から外れやすい (小さいエネルギーで原子から外れる)。図 3のように、原子核周りの軌道から、1つ以 上の電子が外れることを「電離(イオン化)



図 4. 水素原子内の電子に対するエネルギー準 位.

する」という。このとき、負の電荷が無くな るため、原子核と残りの電子を併せたもの は正の電荷を持つ。これを正イオン

(positive ion) と呼ぶ。電離は、元の原子 や分子に、別の粒子(原子やイオン、電子) が衝突することで生じる。(元の原子の静止 系で見たとき、)衝突してくる粒子が、ある 閾値を超える運動エネルギーを持つ場合の み、電離過程が生じる。この閾値を「イオン 化エネルギー」と呼ぶ。

原子核の周りで軌道を描く電子は、主量子数 pごとに異なるエネルギー準位を持つ。 原子番号 Zを持つ原子のエネルギー準位 ϵ_p は、主量子数 pを用いて、

$$\varepsilon_p = -\frac{Z^2 m_{\rm e} e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \times \frac{1}{p^2}$$

(2-1)

と表される。(2-1)式で用いられた定数 m_e = 9.109 × 10⁻³¹ kg, e = 1.602 × 10⁻¹⁹ C, ε_0 = 8.854 × 10⁻¹²F m⁻¹, および h = 6.626 × 10⁻³⁴ m²kg s⁻¹は、それぞれ電子質量、素電

荷、電気定数、およびプランク定数を表す。 上式にZ = 1,p = 1を代入すると、水素原子 の基底準位を表す(これをプランク定数 h と光速度 c で割った値をリュードベリ定数 と呼ぶ)。このエネルギーは上の式から E1= -13.6 eV と計算でき、これが水素原子の最 も低い(最も安定な)エネルギー状態であ る。ここから、主量子数 pの値が 2,3,4,… と増える(電子の軌道が原子核から遠ざか る) につれて、エネルギー準位は E2 = -3.4 eV, $E_3 = -1.5$ eV, $E_4 = -0.85$ eV,…と高い値 を取る。

主量子数 p が無限大の極限では、水素原子 内のエネルギー準位E_∞は0に収束する。こ の状態は、水素原子の原子核から、電子が無 限遠に離れた状態(電離した状態)を意味す る。電離を起こすために必要なイオン化エ ネルギーΔEは、水素原子の場合、電離状態 E_∞から基底状態 E₁を差し引いた値である ため、 $\Delta E = E_{\infty} - E_1 = 0 - (-13.6 \text{ eV}) =$ 13.6 eVと計算できる(図 4)。原子のイオン 化エネルギーの値は、種類ごとに異なるも のの、どの原子についても概ね3-20eV程 度の値を取る。ここで、単位 eV は「エレク トロンボルト」と呼び、1 eV = 1.602× 10⁻¹⁹ Jの関係が成り立つ。ボルツマン定数

 $(k_{\rm B} = 1.351 \times 10^{-23} \text{J K}^{-1})$ を用いて、この 値を温度に換算すると、1 eV は概ね 11600℃程度である。地球上(我々の日常) の温度スケールが水の凝固点と沸点の間く らい(0-100℃)と考えると、電離による プラズマ生成が起こる温度スケール(概ね 10000℃以上)は、遥かに高い。一方、プラ ズマが存在している太陽などの中心部は、 高い重力により水素ガス同士が凝縮され、 核融合反応が連鎖することで、2500億気圧、 に従う。ここで、mは粒子の質量を表す。ま



図 5. プラズマ温度ごとの Maxwell の速度分 布関数(1次元).

1500 億℃という超高温・高密度の状態が形 成されている。このような条件下では、原子 核周りの軌道から電子、ほぼ全ての粒子が 電離したイオンと電子のみとなって存在し ている。以下の章では、プラズマの温度とエ ネルギー、そして電離反応について、より定 量的な議論を行う。

<u>3. プラズマの生成方法</u>

3.1 プラズマ温度とエネルギー分布関数

上記では、プラズマの温度とエネルギーの 関係について触れた。いずれの物理量もプ ラズマを扱う上では eV の単位を用いて表 すことが多いが、これら2つの量はプラズ マの電離反応などを扱う上では全く異なる 意味合いを持つ。

プラズマに限らず、自然界にある多体系が 平衡状態にあるときには、3次元多体系に 含まれる粒子の速度(v_r, v_v, v_z)は Maxwell の速度分布関数

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi k_{\rm B}T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_{\rm B}T}\right)$$
(3-1)



図 6. プラズマ温度ごとのエネルギー分布関数.

た、Tは粒子の温度である。この確率分布関数を、3次元の速度空間 (v_x , v_y , v_z)に関して積分を取ると、

 $\iint_{-\infty}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z = 1$ (3-2) が得られる。「温度」は、上記のような Maxwell 分布が成り立つ場合にのみ定義さ れる量である。数学的に見て、正規分布と対 比を取ると、Maxwell 分布の広がりを表す 分散は、

$$\sigma^2 = \frac{k_{\rm B}T}{m}$$

(3-3)

と記述される。速度分布関数をグラフで表 すと、図5のように、温度(分散)が高い ほど分布関数の裾野が広がり、速度が速い (エネルギーが高い)状態を取る粒子の割 合が高くなる。

エネルギーと温度の関係を分かり易くする ため、上記の Maxwell 分布を、速度空間か らエネルギー空間に拡張する。まず、3 次元 のベクトル量 (v_x, v_y, v_z) を、1 次元の速さ $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ に変換し、速度空間内の 微小体積の関係 $dv_x dv_y dv_z = 4\pi v^2 dv$ に注 意すると、速さ (3 次元速度ベクトルの絶対 値)に関する分布関数は

$$F(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_{\rm B}T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_{\rm B}T}\right)$$

(3-4)

と表される。さらに、運動エネルギー

$$\epsilon = \frac{1}{2}mv^2, d\epsilon = mvdv$$
 (3-5)

の関係を用いて変換すると、プラズマ中の 粒子に関するエネルギー分布関数

$$F(\epsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\epsilon^{1/2}}{(k_{\rm B}T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_{\rm B}T}\right)$$

(3-6)

が求められる。上記から、 $\exp(-\epsilon/k_{\rm B}T)$ が確 立分布の形を支配的に決定することがわか る(図 6)。この指数部分に着目すると、気 体やプラズマ中の粒子の集まりが平衡状態 であるとき、エネルギー ϵ が高い粒子ほど存 在する割合が小さい。一方で、温度 Tが高 いほど、エネルギーが高い粒子の割合は大 きい。先ほど述べたとおり、温度という概念 の1つの意味は、平衡状態にある粒子の集 まりの中で、各エネルギーを取る粒子の割 合の大小を決めることに注意したい。(3-6) 式から、プラズマの温度が T = 5 eVでも、 $\epsilon > 13.6 \text{ eV}$ のエネルギーを持つ粒子は 14.3 %存在するため、水素原子の電離反応 は発生する。

一方で温度は、確率分布関数 $F(\epsilon)$ に従う粒 子の集まりの、平均エネルギーをも意味す る。確率分布関数 $F(\epsilon)$ が与えられる多体系 において、物理量 ϵ の平均値(期待値)は、

 $\langle \epsilon \rangle = \int_0^\infty \epsilon F(\epsilon) d\epsilon$ (3-7) で与えられる。式 (3-6) を代入してこれを 計算すると、

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{2} k_{\rm B} T$$
 (3-8)

と、気体分子運動論などでよく知られる関 係が導出できる。また、粒子の速さについて 平均値を取れば、



図7. 各元素のイオン化エネルギー.



図8. 古典論における衝突断面積.

$$\langle v(\epsilon) \rangle = \int_0^\infty v(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon = \sqrt{\frac{8k_{\rm B}T}{\pi m}}$$

(3-9)

を得る。

3.2 電離による正イオン・電子生成

上述したように、どのような原子・分子につ いても、イオン核(原子核)の周りから電子 が引き離されれば、電離してプラズマを生 成することは可能である。イオン源のプラ ズマに着目した場合、イオン核から電子が 引き離される最も支配的な要因は、原子・分 子の外から別の電子が衝突することで生じ る電離反応(電子衝突電離過程)が最も起こ りやすい。原子や分子と1次電子との電離 衝突により、新たに正イオンと2次電子が 生成される。新たな電子がさらに電離衝突 を起こすことで、イオンと電子の密度は成 長してプラズマ状態が形成される。

図 7 には、主な原子・分子のイオン化エネ ルギーの値を示した。特に、セシウム (Cs) やルビシウム (Rb)、カリウム (K) などの アルカリ土類金属は、数 eV 程度の低いイオ ン化エネルギーを持つため、プラズマを形 成しやすい。

1 つの原子に注目すると、外から衝突して くる電子のエネルギーが、イオン化エネル ギーより低い場合、電離反応は起こらない。 一方、イオン化エネルギーより高いエネル ギーを持つ電子が、電離反応を起こす頻度 (確率)を扱うため、(i)反応断面積、(ii)平 均自由行程・衝突周波数、および(iii)反応レ ートの概念について説明する。

3.2.1 反応断面積

弾性衝突の場合、古典的な剛体球モデルを 用いて説明可能である。図 8 のように、半 径r_Aを持つある粒子 A が、半径r_Bの粒子 B に向かって飛行する系を考える。粒子 B の 中心を原点として、自身の半径r_Bに、半径r_A を加えた断面積

 $\sigma = \pi (r_A + r_B)^2$ (3-10) の領域内に粒子 A が入射した場合、衝突が 起こる。粒子 A から見ても同様である。一 般的なガス分子同士の衝突であれば、上記 のモデルで十分である。一方、電子衝突電離 など、プラズマ中の原子・分子に荷電粒子が 入射する反応では、原子・分子を構成するイ オン核や電子と、外部から入射する電子の 間に働くクーロン散乱の影響をそれぞれ考 える必要があるため、剛体球モデルで扱う ことは難しい。

このような衝突過程については、量子論的な扱いが必要である。3次元 Schrödinger 方







図 9. 各分子・原子に対する電子衝突電離の反応 断面積[7].

程式

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\mathbf{r})\right)\psi(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})$$
(3-11)

$$V(\mathbf{r}) = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} - \frac{e}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'$$
(3-12)



図 10. 粒子 B の集合内を速度v_Aで飛行する粒子 A.

を代入することで求められる。ポテンシャ ルの右辺第1項は、原子核と入射電子間の クーロン相互作用を表し、第2項は、原子・ 分子内の他の電子と入射電子間の相互作用 を表す。第2項のp(r')は原子・分子に局在 している電子の電荷密度分布であり、原子 や分子の構造によって異なる。これを解い て得られる微分断面積を電子入射の立体角 について積分することで、各反応について 反応断面積が得られる。図9には、主な原 子・分子の電離反応に対する反応断面積σと 入射電子のエネルギーの関係を示した。イ オン化エネルギーより低い電子エネルギー に対しては、電離反応が起こらないため、反 応断面積は0で与えられる。

3.2.2 平均自由行程と衝突周波数

密度 n_B で分布する粒子 B の集まりの中を、 粒子 A がある速度を持って飛行する体系 (図 10)を考える。簡単のため、粒子 B は 静止している ($v_B = 0$)とする。今、粒子 A がある面積 S、微小な厚さ Δx の膜を通過す る場合、この膜の内部には

子 B に対する衝突断面積はN_Bσと表される。 これより、粒子の衝突確率は

$$\frac{N_{\rm B}\sigma}{S} = n_{\rm B}\sigma\Delta x$$

(3-14)

と記述できる。粒子 A がある位置xに至る まで「衝突しないで進む」確率を $P_{AB}(x)$ とす るとき、位置 $x + \Delta x$ に衝突することなく進 める確率は、膜を通過する割合 $(1 - n_B \sigma \Delta x)$ から、

 $P_{AB}(x + \Delta x) = P_{AB}(x) \times (1 - n_B \sigma \Delta x)$ (3-15) と記述できる。また、厚さ Δx が粒子 A の行 程に対し十分小さいとき、Taylor 展開より

$$P_{AB}(x + \Delta x) = P_{AB}(x) + \frac{dP_{AB}(x)}{dx}\Delta x$$
$$+ \frac{1}{2}\frac{d^2P_{AB}(x)}{dx^2}(\Delta x)^2 + \cdots$$
$$\sim P_{AB}(x) + \frac{dP_{AB}(x)}{dx}\Delta x$$

(3-16)

$$\frac{dP_{AB}(x)}{P_{AB}(x)} = -n_{\rm B}\sigma dx$$

(3-17)

を得る。距離の次元を持つ定数

$$\lambda_{\rm mfp} = \frac{1}{n_{\rm B}\sigma}$$

(3-18)

$$P_{AB}(x) = A \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{\rm mfp}}\right)$$

(3-19)

が得られる。この解の形より、粒子Aは $x = \lambda_{mfp}$ だけ進むと、平均的に衝突を起こすことが言える。この特性長 λ_{mfp} を平均自由行程と呼ぶ。

粒子Aが速さ v_A で等速運動をしている場合 は、平均自由行程の代わりに、衝突するまで の時間 Δt を

$$v_{\rm A}\Delta t = \lambda_{\rm mfp}$$

 $\Rightarrow \Delta t = \frac{1}{n_{\rm B}\sigma v_{\rm A}}$

(3-20)

と記述することも出来る。

実際のプラズマでは、粒子Aの代わりに電 子が、密度 n_e および 3 次元速度分布 $f(v_x, v_y, v_z)$ ((3-1)式)またはエネルギー分 布関数 $F(\epsilon)$ ((3-6)式)を持って分布してい る。衝突相手の原子・分子は、電子に比べて 十分遅いので、静止していると見做せる。こ の密度 n_N 、および反応断面積 $\sigma(\epsilon)$ 、および 電子の速さ $v_e(\epsilon)$ の平均値は、エネルギー分 布関数 $F(\epsilon)$ を用いて

 $\langle n_N \sigma v_e \rangle = \int_0^\infty n_N \sigma(\epsilon) v_e(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon$ (3-21) と得られる。この $n_N \sigma v_e$ の平均値を、衝突周 波数と呼ぶ。定性的な意味を言うなれば、

「プラズマ中の原子・分子(粒子 B)内を飛 行する平均的な1つの電子(粒子 A)が、断 面積*o*で与えられる衝突(反応)を、単位時 間あたり何回起こすか」を表している。ま た、この逆数

$$\tau_{\rm coll} = \frac{1}{\langle n_{\rm N} \sigma v_{\rm e} \rangle}$$

(3-22)

を衝突時間と呼ぶ。

3.2.3 反応レート

前節で求めた衝突周波数は、電子1つに注 目していた。衝突周波数の次元は時間の逆 数であるため、単位時間あたりの回数と表 現されるが、ここに電子密度を掛けること で、「単位時間、単位体積あたりに、電子と

表 1. 水素プラズマ中の主な反応過程.

反応過程	
H 原子励起	$\mathrm{H}(\mathrm{p}) + \mathrm{e} \mathrm{H}(\mathrm{q}) + \mathrm{e}$
H原子電離	$\mathrm{H}(\mathrm{p}) + \mathrm{e} \xrightarrow{} \mathrm{H}^+ + 2\mathrm{e}$
H+放射再結合	$\mathrm{H^{+}+e} \xrightarrow{} \mathrm{H}(\mathrm{p}) + \mathrm{h}\nu$
H2分子励起	$\mathrm{H}_2(\mathrm{p}) + \mathrm{e} \mathrm{H}_2(\mathrm{q}) + \mathrm{e}$
H2解離	$\mathrm{H}_{2} + \mathrm{e} \mathrm{H} + \mathrm{H}^{*} + \mathrm{e}$
Frank-Condon	$H_2(X^1\Sigma_g^+)$ + e \rightarrow
過程(H2)	$H_2(b^3Σ_u^+)$ + e →
	2H(1s) + e
H2解離性電離	$\mathrm{H}_{2} + \mathrm{e} \xrightarrow{} \mathrm{H} + \mathrm{H}^{+} + 2\mathrm{e}$
H2+解離	$\mathrm{H}_{2^{+}} + \mathrm{e} \xrightarrow{} \mathrm{H} + \mathrm{H}^{+} + \mathrm{e}$
H2+解離性電離	$\mathrm{H}_{2^{+}}+\mathrm{e} \xrightarrow{} 2\mathrm{H}^{+}+2\mathrm{e}$
H2+解離性	$H_{2^{+}} + e \rightarrow 2H$
再結合	
H3+生成	$\mathrm{H}_{2} + \mathrm{H}_{2^{+}} \mathrm{H}_{3^{+}} + \mathrm{H}$
H3+解離	$\mathrm{H}_{3^{+}}+\mathrm{e} \xrightarrow{} 2\mathrm{H}+\mathrm{H}^{+}+\mathrm{e}$
H3+解離性	$H_{3^+} + e \rightarrow 3H$
再結合	(or $H_2 + H$)



図 11. 電子温度・密度を $T_e = 5 \text{ eV}, n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ で与えたときの水素分子・原子、正イオン (H_{2^+} , H⁺)の時間変化. 縦軸は密度 (m^{-3}), 横軸は時間 (s)を表す.

原子・分子の断面積 σ で与えられる衝突(反応)が何回発生するか」という量になる。これを反応レート $n_e n_N(\sigma v_e)$ と呼ぶ。

3.3 プラズマ生成・消滅過程とレート方程式 イオン源内のプラズマ粒子(正イオン・電 子) 密度は、ここまで着目した電離反応な どの生成過程により増加する一方、正イオ ンと電子の再結合による消滅過程や、輸送 中の壁損失によって減少する。また、後述 するが、熱陰極放電を利用するイオン源で は、フィラメントから高速電子が生成され ることで密度増加に寄与する。これらの影 響とバランスして、正イオンや電子、ある いは原子・分子の密度は定常状態に至る。 プラズマの温度・密度が空間的に一様と見 做せる体系では、0次元モデルにより、こ れらの密度に対する時間変化を扱うこと が可能である。例えば、熱陰極放電型イオ ン源内に形成される水素プラズマ中では、 電子・正イオン (H+, H₂+) 密度の時間変化 は、

$$\frac{\partial n_{e}}{\partial t} = P_{H} n_{e} n_{H} + P_{H2} n_{e} n_{H2} - R_{H+} n_{e} n_{H+} - R_{H2+} n_{e} n_{H2+} + \Gamma_{e}^{in} - \Gamma_{e}^{out} \frac{\partial n_{H+}}{\partial t} = P_{H} n_{e} n_{H} - R_{H+} n_{e} n_{H+} - \Gamma_{H+}^{out} \frac{\partial n_{H2+}}{\partial t} = P_{H2} n_{e} n_{H2} - R_{H2+} n_{e} n_{H2+} - \Gamma_{H2+}^{out}$$
(3-23)

のような方程式で表される。ここで、 $P_{\rm H}$ は、 水素原子と電子間の衝突による電離反応の レート係数(反応速度係数)であり、

 $P_{\rm H} = \langle \sigma_{\rm ioniz_H} v_e \rangle$ (3-24) である。断面積 $\sigma_{\rm ioniz_H}$ は、上記反応に対する ものである。同様に、 $P_{\rm H2}, R_{\rm H+}, R_{\rm H2+}$ は、それ ぞれ、水素分子 H₂と電子間の衝突による電 離反応、正イオン H⁺と電子間の再結合反応、 および正イオン H₂+と電子間の再結合反応 の断面積から計算されるレート係数である。

ここでは簡単のため、衝突の種類を電離と 再結合のみとしているが、実際には分子 H₂、 分子イオン H₂+の解離や解離性電離、三体 再結合などの反応や他の正イオン、負イオ ンの影響が上記の反応とともに発生する。 表1には、イオン源水素プラズマの生成・ 消滅、およびイオン源内の電子エネルギー ロスに関わる主な反応過程[8-12]を示した。 また、 Γ^{in} , Γ^{out} は、それぞれプラズマへの流 入・流出フラックスを表す。例えば、アーク 放電型のイオン源においてはフィラメント からの電子放出電流が流入であり、イオン 源チャンバー壁への粒子入射が流出フラッ クスに該当する。

このようなレート方程式を利用した数値シ ミュレーションを用いることで、分子、原子 やイオン・電子の定常状態における平均的 な密度分布を得ることが可能である。図11 には、0次元モデルの計算例を示した。電子 温度・密度が一意に与えられるとき、初期条 件に依らず、水素原子・分子、正イオン(H+, H₂+)は定常状態においてレート方程式で決 まる一定値に収束することが判る。これら のシミュレーションについては10章で説 明する。

4. プラズマの基本的な挙動

イオン源プラズマを理解する上で重要なプ ラズマの振舞いとして、電離反応などによ る生成・消滅過程以外に、電磁場中の荷電粒 子のカイネティクスや、プラズマ自身によ る電磁場の形成機構が挙げられる。特に、イ オン源は多様な放電形式により、電磁場を 発生させて電子加速や閉じ込めが行われる ため、イオン源の種類によって支配的にな る輸送過程が異なる。本章では、陽子加速器



図 12. Debye 遮蔽の有無による荷電粒子 qが作るクーロンポテンシャル場の変化.

用の主要なイオン源で見られるプラズマの カイネティクスを説明する。

4.1 プラズマの形成と Debye 遮蔽

プラズマ中のイオンと電子は Debye 遮蔽に より互いのポテンシャル場を抑制し、プラ ズマ全体としては電気的に中性となる。イ オンや電子の集まりの中でも、この「準中性 条件」を満たしたものをプラズマと呼ぶ。 一般的に、イオンなどの静電荷 q が1 つだ け空間中に存在するとき、その電荷から距 離rの位置に形成されるポテンシャル場は、

$$\phi_0 = q/4\pi\varepsilon_0 r \tag{4-1}$$

と表される (図 12 青線)。しかし、然るべ き密度を持って分布するプラズマ中では、 イオンが作るポテンシャル場の形が変化す る。ここでは簡単のため、3 次元の水素プラ ズマ (Z=1) 系を考える。正イオン(陽子) を中心にポテンシャル場は、3 次元極座標 Poisson 方程式より、

$$\Delta \phi = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_+ - n_-)$$

(4-2)

と記述できる。正の電荷を持つイオン密度

を n_+ 、負の電荷を持つ電子密度を n_- と表し た。ここで、正イオン密度 n_+ は、1つ1つ の正イオンが作るポテンシャル場に影響さ れることは無いため、今注目するイオンか ら十分遠方のプラズマ密度 n_∞ と等しく、 $n_+ = n_\infty$ が成り立つ。一方、同じ温度のプラ ズマ中では、電子から見ると陽子は 1/43 程 度で移動しており、ほぼ静止しているよう に見える。このとき、動きの遅い陽子の密度 分布はポテンシャル場による影響は無い一 方、電子は、陽子が作るポテンシャル場に応 じて即座に密度分布を形成する。

このときの電子の密度分布について考える。 ポテンシャル場が及ばないほど遠方 ($\phi_{\infty} = 0$)の位置 r_{∞} いる電子が速度v'で運動すると き、その全エネルギーは、運動エネルギー

$$\epsilon' = \frac{1}{2}m\boldsymbol{\nu}'^2 + 0 = \frac{1}{2}m\boldsymbol{\nu}'^2$$

(4-3)

と表される。この電子が、正イオンからのポ テンシャル場中にある位置rにいるとき、電 子の持つ電荷がq = -eに注意して、全エネ ルギーは運動エネルギーとポテンシャル・ エネルギーの総和

$$\epsilon = \frac{1}{2}m\boldsymbol{v}^2 - e\phi(\boldsymbol{r})$$

(4-4)

と記述される(2 種類の粒子を区別するため、無限遠を飛行する粒子の持つ変数には、 (ダッシュ)を付けている)。これらの電子 が平衡状態にあるとき、(3-1)式で示した Maxwell 分布を用いると、ポテンシャル場 から遠方の電子が満たす速度分布は、

$$f(\infty, \boldsymbol{v}') = A \exp\left(-\frac{m {v'}^2}{2k_{\rm B}T}\right)$$
(4-5)

であり、ポテンシャル場中の電子は

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = A \exp\left(-\frac{\left(1/2 \, m v^2 - e \phi(\mathbf{r})\right)}{k_{\rm B} T}\right)$$
$$= A \exp\left(-\frac{m v^2}{2k_{\rm B} T}\right) \exp\left(\frac{e \phi(\mathbf{r})}{k_{\rm B} T}\right)$$
(4-6)

と表される(定数部分をAとした)。 位置 r_{∞} および位置rにおける電子密度の比 は、上記の分布関数を全速度空間v = (v_x, v_y, v_z) について積分して得られる。位置 rの電子密度を $n_- = n_e(r)$ とするとき、

 $n_{\rm e}(\boldsymbol{r})$

$$=\frac{\iiint_{-\infty}^{\infty}A\exp\left(-\frac{mv'^{2}}{2k_{\rm B}T}\right)\exp\left(\frac{e\phi(r)}{k_{\rm B}T}\right)dv'_{x}dv'_{y}dv'_{z}}{\iiint_{-\infty}^{\infty}A\exp\left(-\frac{mv'^{2}}{2k_{\rm B}T}\right)dv_{x}dv_{y}dv_{z}}$$

 $\times n_{\infty}$

$$= n_{\infty} \exp\left(\frac{e\phi(\mathbf{r})}{k_{\rm B}T}\right)$$

(4-7)

と得られる。正イオン、電子密度をそれぞれ Poisson 方程式に代入すると、

$$\Delta \phi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \approx -\frac{e^2 n_{\infty}}{\varepsilon_0 k_{\rm B} T} \phi(r)$$

(4-8)

を得る。ここで、正イオンの周りにポテンシ ャル場が球対称に展開することから、極座 標系における球対称性を仮定した。さらに、 電子密度の指数部分を Taylor 展開し、プラ ズマ温度が十分高く、

$$\frac{e\phi(r)}{k_{\rm B}T}\ll 1$$

(4-9)

を考慮した。上記(4-8)式の一般解の形は 良く知られており、ここに無限遠でポテン シャル場の収束する条件($r \rightarrow \infty$ のとき ϕ = $\phi_{\infty} = 0$)、および正イオンのごく近傍ではプ ラズマの影響が無く、一般的なクーロンポ テンシャル場の形に収束する条件 ($r \to 0^+$ のとき $\phi = \phi_0$)を適用すると、

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{\rm D}}\right)$$

(4-10)

というポテンシャル場の形が求められる (図 12 赤線)。このとき、

$$\lambda_{\rm D} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_{\rm B} T}{e^2 n}} \propto \sqrt{\frac{T}{n}}$$

(4-11)

で与えられるλ_Dを Debye の遮蔽長と呼ぶ。

(4-10)式から、プラズマ中のイオンが作る ポテンシャル場は、距離λ_Dまでは作用する が、それ以上の距離では $\phi(r) \sim 0$ に収束する ことが判る。直感的には、プラズマ中に正イ オンのポテンシャル場が形成されると、直 ぐに周囲に電子が集まってくるため、正の 電荷の影響が遮蔽されるというイメージで ある。これにより、正イオンのポテンシャル 場は遮蔽が無い場合よりも遥かに近距離に しか及ばない。

Debye の遮蔽長の値は、プラズマ温度Tに比例し、プラズマ密度nに反比例する。イオン 源では、種類にも依るが、概ね λ_{D} ~10⁻⁵ – 10^{-4} mという値を取る。イオン源装置のサ イズのスケールが $10^{-2} - 10^{0}$ mであること から、イオン源内部で生成されるプラズマ 中では、粒子同士はほとんどクーロン相互 作用を及ぼさず、前述の「準中性条件」が成 り立つことが判る。

4.2 クーロン衝突

プラズマ中の荷電粒子同士が、Debye 遮蔽

長λ_Dより短い距離に接近した場合は、その 距離において、遮蔽が無い場合とほぼ同じ ポテンシャル場が急激に立ち上がり、強い クーロン相互作用が発生する。この過程は あたかも衝突が起こっているように作用す ることから、クーロン衝突と呼ばれる。 プラズマ中の荷電粒子 A,B がクーロン衝突 を起こす際の運動量移行について考える。 各粒子のクーロン衝突前後の速度を、 ν_A, ν_B, ν'_A, ν'_Bと記すと、相対速度は

$$u = v_{A} - v_{B}$$

$$u' = v'_{A} - v'_{B}$$

$$\Delta u = u' - u$$

(4-12)

と記すことが出来る。また、各粒子の質量を *m*_A,*m*_Bとするとき、衝突前後の運動量移行 は、Δ*u*を用いて

$$\boldsymbol{v}'_{\mathbf{A}} = \boldsymbol{v}_{\mathbf{A}} + \frac{m_{\mathrm{B}}}{m_{\mathrm{A}} + m_{\mathrm{B}}} \Delta \boldsymbol{u},$$

 $\boldsymbol{v}'_{\mathbf{B}} = \boldsymbol{v}_{\mathbf{B}} + \frac{m_{\mathrm{A}}}{m_{\mathrm{A}} + m_{\mathrm{B}}} \Delta \boldsymbol{u}$

(4-13)

と変形できる。衝突前後の相対速度 $u = (u_x, u_y, u_z)$ 、および $u' = (u'_x, u'_y, u'_z)$ の間の 散乱角を Θ とし、元の相対速度uに垂直な面 内の散乱角を Φ として座標変換を用いて変 形すると、相対速度の変化量は、

$$\Delta u_x = \frac{u_x u_z}{u_\perp} \sin \Theta \cos \Phi - \frac{u_y u}{u_\perp} \sin \Theta \sin \Phi$$
$$- u_x (1 - \cos \Theta)$$
$$\Delta u_y = \frac{u_y u_z}{u_\perp} \sin \Theta \cos \Phi + \frac{u_x u}{u_\perp} \sin \Theta \sin \Phi$$
$$- u_y (1 - \cos \Theta)$$

 $\Delta u_z = -u_{\perp} \sin \Theta \cos \Phi - u_z (1 - \cos \Theta) \quad (4-14)$ と表すことができる。ここで $u_{\perp} = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$ および $u = \sqrt{u_{\perp}^2 + u_z^2}$ と定義した。一方、クー ロン衝突は弾性衝突であるため、衝突前後



図 13. Debye 遮蔽によって現れるクーロン散乱角最小値の概念図.

で相対速度の絶対値は変化しない(u = u')。 これより、速度の変化量は、元の相対速度に 並行な成分と垂直な成分に分けて

 $\Delta u = u \sin \Theta n - 2 \sin^2(\Theta/2) u$ (4-15) と記述できる。また 3.2.1 節の議論、あるい はラザフォードの散乱モデルから、初期相 対速度u、散乱角 Θ に対する微分断面積は

$$\sigma(\Theta, u) = \left(\frac{q_{\rm A}q_{\rm B}}{8\pi\varepsilon_0\mu u^2\sin^2(\Theta/2)}\right)^2 d\Omega$$

(4-16)

と得られる。相対座標系の換算質量を $\mu = m_A m_B / (m_A + m_B)$ 、また運動量を $\Delta p = \mu \Delta u$ と定義する。前節の衝突周波数の概念から、 ある時間 Δt において、密度 n_B で分布する粒 子 B 内を、粒子 A が速さuで飛行するとき、 衝突により Θ 方向に散乱する確率は、 $n_B \sigma(\Theta, u) u \Delta t$ で表される。これを用いて、全 ての立体角に関する運動量移行の平均値は、

$$\langle \Delta \boldsymbol{p} \rangle = n_{\rm B} \, \boldsymbol{u} \Delta t \int \boldsymbol{\mu} \Delta \boldsymbol{u} \, \sigma(\Theta, \boldsymbol{u}) \, d\Omega$$

(4-17)

と記すことが可能である。全立体角で積分 すると、散乱角 Φ 方向における平均値は0と なることから、(4-15)式における第1項は 0と見做せる。これより、上式を計算すると、

$$\left\langle \frac{\Delta \boldsymbol{p}}{\Delta t} \right\rangle = -\frac{q_{\rm A}^2 q_{\rm B}^2 n_{\rm B}}{8\pi\varepsilon_0^2 \mu u^3} \int_{\Theta_{\rm min}}^{\pi} \cot\left(\frac{\Theta}{2}\right) d\Theta$$

(4-18)

と得られる。また、クーロン散乱角の積分範 囲は、図 13 に示すように Debye 遮蔽によ る最小角の_{min}を持つことから、これを考慮 して散乱角のの積分が

$$\ln \Lambda = \int_{\Theta_{\min}}^{\pi} \cot\left(\frac{\Theta}{2}\right) d\Theta$$

(4-19)

と記述できる。この $\ln \Lambda$ はクーロン対数と呼 ばれる定数であり、イオン源プラズマ温度・ 密度の範囲に対しては概ね 10 - 20 程度の 値を取る[6]。上記の議論より、プラズマの 温度 Tと密度 n_B が与えられるとき、相対速 度uの平均値を、対象となる粒子の平均速度 (3-9)式で置き換えると、衝突ごとの平均 的な運動量移行 $F_{Coulomb} = \langle \Delta p / \Delta t \rangle$ が求め られる。この関係から、運動量移行の時定数 を衝突周波数と考えると、

$$v_{\rm CC} = \frac{q_{\rm A}^2 q_{\rm B}^2 n_{\rm B} \ln \Lambda}{8\pi\varepsilon_0^2 \mu^2 u^3}$$

(4-20)

と相対速度の3 乗に反比例する。この部分 を熱速度で置き換えると、プラズマ温度が 低い方が、クーロン衝突周波数が高く、荷電 粒子が磁力線に捕捉されている場合は、衝 突による拡散を受けて粒子が磁力線を跨ぐ 挙動を取る(7.2.3 節)。

4.3 プラズマ振動

高周波放電型イオン源において、プラズマ 中の電磁波の伝播は放電条件を左右する重 要な物理過程である。4.1 節で議論したよう に、プラズマ中では Debye 遮蔽が働く。す なわち、複数の正イオンを取り囲むように



図 14. 電子の集団の変位による準中性条件の崩 れの概念図.

同量の電子が存在することで、集団的に見 たプラズマは準中性条件を保っている。一 方、プラズマを構成する1つ1つの粒子は、 イオン温度や電子温度によって決まる速度 分布に従って、ランダムな熱運動をしてい る。そのため、イオン集団の平均位置から、 電子の集団の位置がずれることで、準中性 条件が僅かに崩れる状態が出来上がる。今、 簡単のため1次元系で議論を行うと、図14 に示すようにイオンと電子の平均位置が距 離xだけずれると、イオンが電子を引き戻そ うとして電場が生じる。プラズマの変位に 対して垂直な単位面積あたり領域に含まれ る電子数は、電子密度neを用いて

 $N_{\rm e} = n_{\rm e} x$ (4-21) である。面内の電場Eは Gauss の法則より

$$E = \frac{en_{\rm e}x}{\varepsilon_0}$$

(4-22)

(4-23)

と表される。質量の高いイオンには慣性が 働く一方、電子は、上述の電場により運動の 方向を変える。運動方程式

$$m_{\rm e}\frac{dx^2}{dt} = -\frac{e^2n_{\rm e}}{\varepsilon_0}x$$

を解くと、イオン周りの電子軌道に関する 一般解

 $x = Aexp(i\omega_p t) + Bexp(-i\omega_p t)$ (4-24) が得られる。この解より、プラズマ中では、 電子は常にイオンの周りを振動数 ω_p で振動 することを表す。この振動をプラズマ振動 と呼び、振動数

$$\omega_{\rm p} = \sqrt{\frac{e^2 n_{\rm e}}{\varepsilon_0 m_{\rm e}}}$$

(4-25)

をプラズマ振動数と呼ぶ。例えば、プラズマ 中の電子密度を $n_e = 7.45 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ とする と、プラズマ振動数は $\omega_p = 1.54 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ と計算できる。これを周波数に直すと、 $f_p = \omega_p/2\pi = 2.45 \text{ GHz}$ と得られる。近年のアー ク放電型や後述する高周波放電型のイオン 源では、イオン源中心のプラズマ密度は、上 述の密度に比べて 1-3 桁ほど高い。(4-25) 式から、電子密度が高くなるほどプラズマ 振動数は高くなるため、GHz オーダー以上 の周波数で、電子はイオンの周りを振動し ていることになる。

4.4 シースポテンシャルの形成

プラズマが金属などの導体壁と接する場合 には、シースポテンシャルと呼ばれるポテ ンシャル障壁が、壁から Debye 長 λ_D 程度の 距離の領域 (シース領域) に形成される。4.1 節でも述べたとおり、イオン源プラズマ中 の Debye 長は、 $\lambda_D \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ mである ことから、シースポテンシャルが形成され るのは、イオン源のスケールに対して導体 壁のごく近傍である。このシースポテンシ ャルによる電位 $\Delta\phi$ により、壁位置の電位 ϕ_{wall} に対して、プラズマ自身の電位 ϕ_{plasma}



図 15. 電子と H⁺の 1 次元系を Particle-In-Cell シミュレーションで計算して得られるポテンシ ャル分布.ポテンシャルは電子温度で規格化さ れているため,必ず 3 程度の値を取る.

は、一般的に高い値を取る ($\Delta \phi = \phi_{\text{plasma}} - \phi_{\text{wall}} > 0$)。プラズマが定常状態に至り、シ ースポテンシャルが形成されると、電子が 導体壁に向かって入射しても、シース電場 $E = -\nabla \phi$ によってプラズマ内部に向かって 反射されるため、電子の閉じ込め効率は高 くなる。一方で、正に帯電したイオンはシー ス電場による加速を受けて、高いエネルギ ーで壁へと入射する (図 15)。

シースポテンシャルの形成機構を定性的に 述べる。壁から十分遠い位置においてプラ ズマ(イオンと電子)が同量生成されると、 質量の小さい電子はイオンに比べて速いた め、先に導体壁へと到達する。これにより、 導体壁表面には負の電荷が蓄積するため、 後続の電子は反射される。このときのポテ ンシャル分布がシースポテンシャルとして 形成される。シースが形成されると、低エネ ルギー電子は反射されてプラズマへと戻る。 一方、シースポテンシャルを越えるような、 比較的エネルギーの高い電子は導体壁へと 流入し続けるため、壁表面の電位はプラズ マ電位より低い状態が維持され、最終的に シースポテンシャル分布は定常となる。シ ースポテンシャルは、

$$|\Delta\phi| = \frac{k_{\rm B}T_{\rm e}}{2e} \ln\left[2\pi\left(\frac{m_{\rm i}}{m_{\rm e}}\right)\right]$$

(4-26)

の関係で表される。定数 m_i, m_e は、それぞれ イオンと電子の質量であり、 T_e は電子の温 度である。水素プラズマ中のシースポテン シャルは、上の式から電子温度 T_e (eV)の3倍 程度を素電荷で割った値となる(図15)。 シースポテンシャル形成の問題を議論する。 簡単のため、1次元の水素プラズマを用い て説明する。プラズマ中心をx = 0とし、壁 位置を $x = x_{wall}$ とする。また、プラズマ中心 におけるポテンシャルを $\phi(0) = 0$ で与え、 基準とする。このような体系において、正の 電荷を持つイオン(陽子)が平均速度 $v_i = 0$ で生成されるとき、エネルギー保存則から

 $\frac{1}{2}m_{i}v_{i}^{2} + e\phi(x) = 0$ (4-27) が成り立つ。プラズマ中心と壁との間の領 域 $0 \le x \le x_{wall}$ において、イオンが壁に向 かって加速される場合、 v_{i} は有限な値

$$v_{\rm i} = \sqrt{-\frac{2e\phi(x)}{m_{\rm i}}}$$

(4-28)

を取り、かつ $\phi(x) < 0$ が成立し、ポテンシャ ルはプラズマ中心に比べて低い値となる。 プラズマと壁へのイオンフラックスが定常 状態にあるとき、イオン密度 n_i が満たす1次 元の密度連続の式、

$$\frac{\partial n_{\rm i}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\rm i} v_{\rm i}) = 0$$

(4-29)

に、時間微分 $\partial/\partial t = 0$ を用いて

$$\frac{\partial}{\partial x}(n_{\rm i}v_{\rm i})=0$$

(4-30)

を得る。これより、 $n_i v_i$ は空間的一様である。 プラズマは広がりを持って導体壁までの間 に分布し、その内部では準中性条件(電荷密 度 $\rho \sim 0$)を満たされる。一方、上述の議論 のとおり、導体壁に負電荷が蓄積すること で、電子と正イオンの電荷密度の釣り合い が崩れる境界が、プラズマ中心と導体壁の 間に存在する。この位置をシース領域の入 口 $x = x_{SE}$ として、ポテンシャル、密度をそ れぞれ ϕ_{SE} , n_{SE} とおくと、シース領域 $x_{SE} \leq x \leq x_{wall}$ におけるイオン密度 $n_i(x)$ は、

$$n_{\rm i}(x) = n_{\rm SE} \left(\frac{\phi_{\rm SE}}{\phi(x)}\right)^{1/2}$$

(4-31)

と表すことができる。電子の密度n_e(x)は、 ボルツマンの関係式を用いて

$$n_{\rm e}(x) = n_{\rm SE} \exp\left\{\frac{e(\phi(x) - \phi_{\rm SE})}{k_{\rm B}T_{\rm e}}\right\}$$

(4-32)

とシース境界におけるプラズマ密度 n_{SE} を 用いて変形される。このとき、位置xにおけ る Poisson 方程式は、

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0}n_{\rm SE}$$
$$\times \left[\left(\frac{\phi_{\rm SE}}{\phi(x)}\right)^{\frac{1}{2}} - \exp\left\{\frac{e(\phi(x) - \phi_{\rm SE})}{k_{\rm B}T_{\rm e}}\right\} \right]$$

(4-33)

と記述される。変数 $\tilde{\phi} = \phi_{\text{SE}} - \phi(x)$ を用いて変形すると、

$$\frac{d^2\tilde{\phi}}{dx^2} = \frac{e}{\varepsilon_0} n_{\rm SE} \left(\frac{e}{k_{\rm B}T_{\rm e}} - \frac{1}{2|\phi_{\rm SE}|} \right) \tilde{\phi}$$
(4-34)

を得る。ただし、 $\tilde{\phi}/\phi_{SE} \ll 1, e\phi/k_BT_e \ll 1$ で ある。右辺の定数部分が負であると、ポテン シャル $\tilde{\phi}(x)$ は振動解となってしまうことか ら、

$$\frac{e}{k_{\rm B}T_{\rm e}} \ge \frac{1}{2|\phi_{\rm SE}|}$$

(4-35)

が成り立つ。エネルギー保存則((4-27)式) より、 $e\phi_{SE} = -(1/2)m_iv_i^2$ の関係を代入し て、

$$v_{\rm i} \ge C_{\rm s} \equiv \sqrt{\frac{k_{\rm B}T_{\rm e}}{m_{\rm i}}}$$

(4-36)

が得られる。このときのC_sをイオン音速と 呼ぶ。シースポテンシャルの形成により、電 子は反射される一方、イオンは壁に向かっ て加速される。シース領域入口のイオンの 速度が、このイオン音速を超えていること が、プラズマと壁の間で安定なシースポテ ンシャルが形成される条件である。定常状 態における密度連続の式((4-30)式)から、 導体壁へのイオンフラックスは、シース領 域入口におけるイオンフラックスと等しく、

$$\Gamma_i^{\text{wall}} = n_{\text{SE}} \mathcal{C}_{\text{S}} \tag{4-37}$$

と求められる。

一方、電子の壁へのフラック

スΓe^{wall}は、

壁位置における電子密度と電子

の平均速度を用いて

$$\Gamma_{\rm e}^{\rm wall} = \frac{1}{4} n_{\rm e}^{\rm wall} \sqrt{\frac{8k_{\rm B}T_{\rm e}}{\pi m_{\rm e}}}$$
$$= \frac{1}{4} n_{\rm SE} \exp\left\{\frac{e(\phi_{\rm wall} - \phi_{\rm SE})}{k_{\rm B}T_{\rm e}}\right\} \sqrt{\frac{8k_{\rm B}T_{\rm e}}{\pi m_{\rm e}}}$$

(4-38)

と表される。プラズマ中心から、イオンが壁

に向かってシース領域に差し掛かるとき、 シースポテンシャルによる加速を受け始め ると、イオンの運動エネルギーが増加し始 め、ポテンシャル・エネルギーは減少してい く。シースによる加速が始まる位置(シース 領域入口)のごく近傍 ($x \sim x_{SE}$)では $\tilde{\phi}/\phi_{SE} \ll 1$ から、(4-34)式をさらに変形し て、

$$\frac{d^2\tilde{\phi}}{dx^2} = \frac{e^2 n_{\rm SE}}{\varepsilon_0 k_{\rm B} T_{\rm e}} \tilde{\phi}$$

(4-39)

を得る。Debye 遮蔽長 λ_D を代入すると、前 節と同様に ϕ の一般解から、距離 λ_D 程度で 有限な ϕ は0に収束する。これより、シース 領域の幅が Debye 遮蔽長であることが判る。 定常状態のプラズマにおいてシースポテン シャルが形成される場合、壁に入射する電 子とイオン(陽子)のフラックスは釣り合っ ている必要がある。そうでなければ、壁表面 の電位 ϕ_{wall} は、正負いずれかの電荷の蓄積 によって変動してしまうためである。

$$\Gamma_i^{\text{wall}} = \Gamma_e^{\text{wall}} \tag{4-40}$$

より、(4-26) 式で示したシースポテンシャ ルの関係が得られる。

5. 磁場中のプラズマ輸送過程

5.1 サイクロトロン運動

ここまでは、イオン源の中で生成されるプ ラズマの性質について説明した。次に、イオ ン源の内部にプラズマを閉じ込める上で重 要な、プラズマの輸送過程について述べる。 プラズマ中の正イオンや電子に関する運動 方程式は、以下のように記述できる。

$$m\frac{\partial \boldsymbol{v}_{j}}{\partial t} = q(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{j} \times \boldsymbol{B}) + \boldsymbol{F}_{\text{coll}}$$

(5-1)

正イオンや電子の速度をvjとし、以降、ラベルjはイオン、電子についてそれぞれj=i,
eと記す。*E*,*B*はプラズマ中の空間各位置に立ち上がる電場・磁場を表す。衝突項*F*_{coll}は、大まかに、原子・分子と電子などによる弾性・非弾性衝突過程(反応過程)、および荷電粒子同士が Debye 遮蔽長の範囲内に近づいた際に生じるクーロン衝突力*F*_{Coulomb}の2 種類に分けられる。衝突による運動量移行は 3.22, 4.2 節で扱うとおりである。

一方、電磁場によるプラズマ中の荷電粒子 の運動について説明する。イオン源は、永久 磁石やコイルを取り付けることで、磁場を 以てプラズマ(正イオン・電子)を閉じ込め るように設計されている。この理由は、荷電 粒子がサイクロトロン運動によって、磁力 線に巻きつく性質があるためである。

プラズマ中に一様な磁束密度 $B = (0,0,B_z)$ が形成されるとき、荷電粒子にはローレン ツカ $F = qv \times B$ が作用する。磁場の方向をZ軸に取ると、X,Y軸方向の運動量方程式は、

$$m\frac{dv_x}{dt} = qB_z v_y, \qquad m\frac{dv_y}{dt} = -qB_z v_x$$

と表される。一方、Z軸方向には力が働かな い。それぞれの式の時間微分を取り、 v_x, v_y の関係を代入すると、

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = -\omega_{\rm C}^2 v_x, \qquad \frac{d^2 v_y}{dt^2} = -\omega_{\rm C}^2 v_y$$

(5-3)

(5-2)

という関係を得る。ここで定義する $\omega_{c} \equiv qB/m$ をサイクロトロン周波数と呼ぶ。上記の式の一般解は、初期条件を適切に選ぶと

 $v_x = v_0 \cos(\omega_c t), v_y = v_0 \sin(\omega_c t)$ (5-4) と、初期の速さ v_0 を用いて表すことができる。これらの式を積分すると、



図 16. 一様磁場 $B_z = 100$ Gauss 下において、電 子温度 5 eV の Maxwell 分布からランダムに初 速度を与えた電子の軌道シミュレーション。



図 17. 一様磁場 $B_z = 100$ Gauss 下において、イ オン温度 5 eV の Maxwell 分布からランダムに 初速度を与えた水素正イオン H⁺の軌道シミュ レーション。

$$x = \frac{v_0}{\omega_c} \sin(\omega_c t), \qquad y = \frac{v_0}{\omega_c} \cos(\omega_c t)$$

(5-5)

と円運動の関係が得られる。さらに、円運動 の半径

$$r_{\rm L} = \frac{v_0}{\omega_{\rm C}} = \frac{mv_0}{qB}$$

(5-6)

はLarmor 半径と呼ばれる。図 16,17 には、 上記の体系における粒子軌道の数値計算結 果を示した。このように磁力線を中心に、電 子やイオンはサイクロトロン運動をする性 質を利用し、イオン源のチャンバー壁に並 行に磁力線を形成することで、プラズマ粒



図 18. E×Bドリフトの概念図[6].

子の壁への流入を抑制することが可能であ る。一方、同じ磁束密度が与えられても、プ ラズマ中の電子とイオンでは、質量が大き く異なる。例えば、電子と陽子では、その質 量比から Larmor 半径は 1836 倍陽子の方 が大きい。そのため、イオン源の引出し部な ど壁付近では、電子は効率よく閉じ込めら れても、イオンが壁に失われる場合もある。 この磁場配位が不完全な構造であるほど、 プラズマ粒子は高い流出フラックス^{Cout}で 壁に失われてしまう。すると、電離反応によ るイオン・電子生成やフィラメントからの 電子供給とバランスした結果、定常状態の プラズマ密度は低くなり、十分なビーム粒 子の生成が出来なくなってしまうため、イ オン源を設計する上で磁場構造は最重要と も言える。

5.2 磁場中のドリフト

5.2.1 *E*×Bドリフト

電場Eと磁場Bが直交する空間内で、電子や イオンなどの荷電粒子が輸送される場合、 荷電粒子は、 $E \times B$ の向きにドリフトを受け る (図 18)。3 次元空間内で X方向に電場 $E = (E_x, 0, 0)$ 、かつ Z方向に磁場B =(0,0, B_z)が印加されている場合を考える。運 動方程式から、X,Y方向に対する粒子の速 度成分は、

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{m}E_x \pm \omega_{\rm C}v_y$$
$$\frac{dv_y}{dt} = \mp \omega_{\rm C}v_x$$

(5-7)

と表される。正イオンと電子の運動により、 ω_c を用いて記述したローレンツ力の符号が 逆になることに注意する。これらの関係の 時間微分に、 v_x, v_y をそれぞれ代入すると、

$$\begin{aligned} \ddot{v}_x &= -\omega_{\rm C}^2 v_x, \\ \ddot{v}_y &= -\omega_{\rm C}^2 \left(\frac{E_x}{B_z} + v_y\right) \end{aligned}$$

(5-8)

の関係を得る。適当な初期条件 $v_{x0} = v_{\perp} c$ 与えると、Y方向の速度成分の一般解は、

$$v_y = \pm v_\perp \sin(\omega_{\rm C} t) - \frac{E_x}{B_z}$$

(5-9)

と得られる。第1項は、磁力線周りのサイ クロトロン運動だが、第2項はドリフトに よる速度成分を表す。この結果から、ドリフ トの方向は、電場と磁場の外積(-Y方向) であることが判る。一般的に記述すると、電 場と磁場が直交する際に、粒子のサイクロ トロン運動中心が受けるドリフトは、

$$v_{\rm drift} = \frac{E \times B}{B^2}$$

(5-10)

と表される。

電子、イオンなど電荷の正負に依らず、ドリ フト方向は一様である。さらに一般的には、 電場でなくとも、X軸方向に力Fがかかると き、上述と同様の変形を行うことで、

$$\boldsymbol{v}_{\mathrm{drift}} = \frac{1}{q} \frac{\boldsymbol{F} \times \boldsymbol{B}}{\boldsymbol{B}^2}$$

(5-11)

と表すことが可能である。この場合、ドリフ トの方向は、対象となる粒子の電荷の符号 によってことなることに注意したい。

実際のイオン源に生じる電場は、負イオン 源の場合はフィルター磁石(後述)を導入し た際にプラズマ生成領域と引出し領域の間 の電荷密度の差によって生じるほか、熱陰 極アーク放電を行う場合でも、引出し孔の 空いた電極表面に Debye シースや磁気プレ シースが形成されることで生じる。あるい は、高周波放電の場合は、容量結合型・誘導 結合型の電場が形成される。一方で、磁場 は、カスプ磁場やコイルによって生成され るミラー磁場・軸磁場などがイオン源内部 に形成される場合や、高周波による誘導結 合型の磁場、さらには負イオン源では、ビー ムとして引き出される負イオンと電子を分 離するための電子抑制磁場がチャンバー内 部に侵入することがある。上述した電場と 磁場の全てを同・逆方向にデザインするこ とは難しく、多くの場合これらの場は直交 している。ドリフトが無視できるのか、プラ ズマの維持やビーム生成に致命的な影響を 与えるのかを把握することは、高性能のイ オン源開発において不可欠である。これを 突き止めるには、磁場構造や放電形式を見 直して、イオン源内部の多様な条件・場所で の輸送過程をシミュレートする必要がある。 近年では、粒子ベースの数値シミュレーシ ョンにより、3次元的な実空間内の各位置 で、ドリフトの影響を調べることが可能と なっている。

5.2.2 gradBドリフト

カスプ磁場配位では、イオン源チャンバー の壁を取り囲むように永久磁石を配置する。



図 19. マルチカスプイオン源における XY 平面 内の磁場強度分布。半径 60mm 位置にチャンバ 一壁があり、その周囲には 18 極の永久磁石が取 り付けられている場合の計算結果。

そのため、カスプ磁場領域では、壁に近づく ほど荷電粒子が感じる磁場強度は高い。磁 場強度の勾配∇Bと磁場B自身が直交する際、 粒子はgradBドリフトを受ける。

磁場が Z方向、磁場強度が Y方向に分布す るとき、 $B_z = B_z(y)$ と記述する。ある位置yにおける磁場強度を $B_z(y) = B_0$ とすると、 そこから微小な距離 Δy だけ離れた位置にお ける磁場は、Taylor 展開を用いて

$$B_z(y + \Delta y) \sim B_z(y) + \left(\frac{\partial B_z}{\partial y}\right) \Delta y$$

(5-12)

と変形できる。このとき、粒子が非一様磁場 中をサイクロトロン運動していることから、 Δy は Larmor 半径程度である。上記のよう に展開可能であるためには、磁場強度変化 $\partial B_z/\partial y$ の特性長Lが、Larmor 半径より十分 長い ($r_L \ll L$) 必要がある。図 19 に計算結 果を示すように、イオン源内部では、壁表面 から 10 mm 程度でカスプ磁場が減衰する。 これに対し、一般的なイオン源内部のプラ ズマ温度(数 eV)、カスプ磁場強度(~0.1



図 20. 大型イオン源を上から見た図. 側壁のカ スプ磁石により、Z 方向に磁場が形成される一 方、X 方向には磁石に向かって磁場勾配が高く なる。そのため、紙面を貫く方向に grad *B* ドリ フトが起こる.



図 21. 大型イオン源を前から見た図. Y 方向の grad*B* ドリフトにより、フィラメントから放出 された熱電子 (55 – 65 eV) が Y 方向に輸送さ れて、イオン源上部に蓄積するシミュレーショ ン結果 (プラズマ・核融合学会誌 2014 年 3 月号 表紙) [13].

-1 kGauss) に対する電子の Larmor 半径 は 1mm 以下であり、カスプ磁場中におけ る電子に対してこの関係は十分に成り立つ。 このとき、粒子にかかるローレンツ力は、

$$m\frac{\partial v_y}{\partial t} = F_y = qv_x B_z(y + \Delta y)$$
$$= qv_x \left(B_0 + \left(\frac{\partial B_z}{\partial y}\right)\Delta y\right)$$

(5-13)

と表される。X軸方向には、磁場強度 B_z が 一様であることから、一様磁場中のサイク ロトロンと同じ

 $v_x = v_1 \cos(\omega_c t)$ (5-14) で記述される。また、サイクロトロン運動に おける変位 Δy は、絶対値が Larmor 半径程 度で、かつ位相が X方向の変位と 90 度ず れることから、 $\Delta y \sim r_L \cos(\omega_c t)$ とする。上記 を Y方向のローレンツ力に代入すると、

$$F_{y} = q v_{\perp} B_{0} \cos(\omega_{\rm C} t)$$

$$\pm q v_{\perp} r_L \cos^2(\omega_{\rm C} t) \left(\frac{\partial B_z}{\partial y}\right)$$

(5-15)

と変形できる。これらをサイクロトロン運動の1周期で平均化すると、第1項は0となる一方、第2項は

$$\langle F_y \rangle = \mp \frac{1}{2} q v_\perp r_L \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right)$$

(5-16)

(5-17)

と *Y*方向への平均的な力が得られる。(5-11) 式に上記の平均力を代入することで、grad*B* ドリフトの速度

$$\boldsymbol{\nu}_{\text{grad}B} = \pm \frac{1}{2} \, \boldsymbol{\nu}_{\perp} \, \boldsymbol{r}_{L} \, \frac{\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{\nabla} B}{\boldsymbol{B}^{2}}$$

を得る。

イオン源の磁場設計に際して、プラズマ閉 じ込め性能とともに、gradBドリフトの影響 を考慮する必要がある。特に、カスプ磁場中 では、図 20,21 のように、磁力線に捕捉さ れた電子は、カスプ磁石の長手方向に沿っ てドリフトする。例えばドリフトによって 電子が運ばれた結果、電離反応を介してプ ラズマ全体(イオン・電子)の空間分布が一 様で無くなると、大面積のイオンビーム強 度に偏りが出来て加速効率の低下を生じる。 イオン源設計によっては、プラズマがイオ ン源中心ではなく、カスプ磁場中で点灯す る場合がある。このような場合、カスプ磁場 配位の検討が不十分だと、放電によって発 生した電子が逐次壁へと損失するため、プ ラズマ密度が確保できず、期待する電流値 を得られないケースもある。

6. イオン源の分類

イオン源では、イオンとして引き出すビー ムの元となるガスを導入したチャンバー内 に、様々な形式で電場・磁場を印加すること で、プラズマ(イオンと電子、および原子・ 分子の集まり)を生成して閉じ込める。イオ ン源チャンバーの端部には、単孔もしくは 多孔の引出し孔が空けられた電極板が複数 取り付けられており、この孔の空いた電極 板の間に正または負の静電圧を印加するこ とで、プラズマ中から目的のイオンをビー ムとして引き出すことが可能である。イオ ン源は、引き出すビームの電荷の正負によ って、大別して正イオン源と負イオン源と 呼ばれる。正イオン源では、ビームを引き出 すために、イオン源から引き出し方向に向 けて負電圧が印加される一方、負イオン源 では、正の電圧が印加される。

また、イオン源の主な種類は以下のような 項目について、区別される。

1. イオンの種類

2. プラズマの閉じ込め方式

3. プラズマの放電方式

4. イオンビームの引出方法

6.1 イオンの種類

イオン源内部で生成するイオンは、効率を 無視すればどのような原子・分子について も生成可能である。そのため、利用する目的 に応じて、多様なイオンビームの種類が存 在する。正イオン源においては、プラズマ中 の原子・分子と電子との電離過程により正 イオンが生成される。一方、負イオンは、プ ラズマ中の原子や分子に対して、負の電荷 を持つ電子が付着することで生成される。 これらの電離反応、付着反応による正負イ オンの生成については、後の章で説明する。 イオン源の用途については、イントロダク ションで述べたとおり多様であるが、イオ ンビームはさらに多様性がある。J-PARC のような陽子加速器では、水素の負イオン Hをビームとして引き出し、リニアック下 流のシンクロトロンなど加速器リング内で 荷電変換を行い、H・を陽子(水素の正イオ ンH⁺) に変換する[14]。また、核融合プラ ズマ加熱では、核融合 DT 反応を起こすた めの重水素 D を、核融合プラズマ中に入射 する必要がある。特に、N-NBI(負・中性粒 子ビーム入射)加熱では、重水素の負イオン D-を 500 keV や1 MeV のエネルギーにま で加速し、重水素ガスを充填した中性化セ ルに入射する。これにより、イオンビームの エネルギーを中性の重水素原子に伝えるこ とで、炉内の磁場に捕われることのない高 エネルギーの中性粒子ビームを生成可能で ある。ここで扱うビームのエネルギー領域 では、D+イオンから D 原子への中性化効率 が10%以下であるのに対し、D-イオンから

D 原子への効率が 60%程度であることから、 負イオンを出力するイオン源の開発が進め られている[15]。

人工衛星のエンジンなどでは、推進力を得 るために、Cs(セシウム)やXe(キセノン)、 水源など質量数の高い原子のイオンをビー ムとして出力する。イオン注入など半導体 製造技術では、Si(シリコン)や III-V 族 化合物の半導体に、B(ホウ素)、P(リン)、 As (ヒ素) などのイオンを高いエネルギー で照射する。このようなドーパントの注入 をすることで、トランジスタや太陽電池、発 光ダイオードなどの製造に応用される。医 療応用の分野では、BNCT 応用、陽子線治 療のため陽子ビームを生成するイオン源の ほか、陽子線治療に比べてがん細胞の殺傷 能力の高い重粒子線治療に応用するため、 He (ヘリウム)、C (炭素)、Ne (ネオン) などのイオン源が開発されている。 このように、1つの分野においても、多種類 のイオンビームを作り出す需要があり、イ オン源の分類をイオン種によって行うと、 非常に多岐に亘ってしまう。これは逆説的 に言えば、どのようなイオンでも、イオン源 プラズマ中で生成してビームとして引き出 すことが可能ということである。本文では、 この観点から、イメージがし易い例として、 水素の正イオン源と負イオン源に注目して、 イオン源内部の物理機構を説明する。

6.2 プラズマの閉じ込め方式

イオン源中心で生成されたプラズマ粒子は、 ある初速度 v_0 を持つことから、電場や磁場 の影響が無ければ、チャンバー壁に流入し て失われてしまう。壁へのイオンや電子の 流入フラックスが、電離による生成量を上 表 2. プラズマの閉じ込め方式と関係するイオ ン源の種類

プラズマ	関係するイオン源の放
閉じ込め方式	電形式
ミラー磁場	ペニング放電型 (PIG)、
	電子サイクロトロン共
	鳴型 (ECR)、マグネト
	ロン
マルチカスプ	高周波放電型(RF)、
磁場	熱陰極アーク放電、
	マイクロ波放電、ECR
誘導結合型	RFイオン源
磁場	



図 22. ミラー磁場の概念図.

回ってしまえば、プラズマを維持すること は出来なくなる。壁への荷電粒子の流入を 防ぐためには、イオンや電子が磁力線に結 びつく性質を利用し、イオン源内部に磁場 が発生する状況を作る。このようなイオン 源の磁場構造は、プラズマの閉じ込め方式 を決定する。

イオン源内部に磁場を発生させる方法は、

- 永久磁石をイオン源チャンバー周囲に 配置する、
- 2. 直流電流をコイルに流す、
- 3. 高周波を印加してプラズマ自身の電流 で磁場を形成する、

などがある。その結果として生成される磁

場構造により、イオン源のプラズマ閉じ込め方式が決まる。

大まかにプラズマ閉じ込め方式と関係する イオン源の種類を、表2に示した。 図22に示すとおり、ミラー磁場は、ある一 方向を向く磁場を形成する。磁束密度がイ オン源端部で強くなるように、イオン源チ ャンバーの対向する端部に、磁石を配置す るか、コイルを取り付けて直流電流を印加 する方式である。このようなミラー磁場で は、大部分の電子やイオンは、一方向を向く 磁力線に捕捉される。イオン源中心部に比 べ、壁近傍では取り付けた磁石やコイルに よる強磁場領域が形成されている。

6.2.1 ミラー磁場

磁場に捕捉されたイオンの運動を考える。 磁石近傍では、磁力線が集中することから、 図 22 のような磁力線分布が形成される。こ のとき、円筒座標系における磁場の向きを z方向、磁場垂直方向をr方向とする。また、 周方向(θ 方向)には対称性から、 $B_{\theta} = 0$ か つ $\partial/\partial \theta = 0$ が成り立つ。

磁石に向かって接近する粒子は、r, z方向の 磁場 B_r, B_z 中を飛行する。磁力線が閉曲線で あることから、Gaussの法則より、

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0$$

(6-1)

を得る。 強磁場領域では、 軸近傍 $r\sim0$ に粒子 が集まることを考えると、 $\partial B_z/\partial z$ は rにほ とんど依存性を持たず、上式を rについて 積分して

$$B_r \sim -\frac{1}{2}r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z}\right]_{r=0}$$

(6-2)

とr方向の磁場が得られる。このとき、粒子 に生じる磁力線方向のローレンツ力は、

$$F_z = -qv_\theta B_r = \frac{1}{2}qv_\theta r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z}\right]_{r=0}$$

(6-3)

と求められる。ここで、荷電粒子はサイクロ トロン運動をしていることから、磁力線に 沿った成分をv_{//、}および磁力線に垂直な速 度成分をv₁とする。粒子は、磁力線に結び つき、Larmor 半径 $r_{\rm L} = v_{\perp} / \omega_{\rm C}$ で旋回運動を しながら、それとは独立に速度v//で磁力線 に沿って輸送されている。上の式との対応 を取ると、粒子のサイクロトロン運動によ り生じる磁気モーメントµは、磁場Bzと逆向 きを取る。つまり、粒子は、元々ある磁場を 打ち消す磁気モーメントを生じるようにサ イクロトロン運動をする。軸近傍では、電子 の場合はq < 0であるため $v_{\theta} = v_{\perp}$ であり、 正イオンの場合はq > 0かつ $v_{\theta} = -v_{\perp}$ が成 り立つことから、常にqv_θは考える体系に対 して負の値を取る。

これより、磁力線に沿って輸送される荷電 粒子が、磁石やコイルの近傍(強磁場領域) に向かって入射する場合、磁力線に沿って

$$F_z = -\frac{1}{2} \frac{m v_\perp^2}{B} \frac{\partial B_z}{\partial z} = -\mu \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

(6-4)

のような、磁場勾配と逆向きの力を受ける ことが判る。ここで、磁気モーメントの定義

$$\mu \equiv \frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2}{B}$$

(6-5)

を用いた。しかし、ミラー磁場配位によりプ ラズマを完全に閉じ込められるかというと、 そうではない。粒子の運動エネルギーは、磁 力線に垂直・平行な成分に分割して、

$$\epsilon = \frac{1}{2}mv_{//}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 = \frac{1}{2}mv_{//}^2 + \mu B$$

(6-6)

と表される。(++*) 式から、磁力線に沿っ た方向をs方向とおくと、一般的に

$$F_{//} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s}$$

(6-7)

と表すことが出来る。また、*v_{//} = ∂s/∂tを* 用いると、(6-6) 式の右辺第 1 項の時間微 分は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} m v_{//}^2 \right) = m v_{//} \frac{\partial v_{//}}{\partial t}$$
$$= -\mu \frac{\partial B}{\partial s} \frac{\partial s}{\partial t} = -\mu \frac{\partial B}{\partial t}$$

(6-8)

と変形できる。上記より、エネルギー保存則の時間微分を取ると、

$$-\mu \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(\mu B) = 0$$

(6-9)

より、磁気モーメントの保存則

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = 0$$

(6-10)

を得る。

電子輸送の議論に戻ると、磁石やコイルの 近傍領域に電子が入射し、磁場強度 Bが強 くなると、磁気モーメントを保存するよう に、磁力線に垂直な速度成分v₁も増加して いく。その一方で、電子の全エネルギーが保 存するように、磁力線に沿った速度成分v₁/ は減少していき、やがて0になる。このと き、ミラー効果による粒子の反射が起こる。 図 22 において、ミラー効果により、ある電 子の反射が起こる磁石・コイル近傍の位置 を $z = z_L$ とし、それより磁場強度が低い領域 にいる電子位置を $z = z_0$ とする。また、これ らの位置 $z = z_0, z_L$ にある電子の磁力線に平 行な速度成分を、それぞれ $v_{1/0}, v_{1/L}$ と記す と、エネルギー保存則から、

$$\frac{1}{2}mv_{//0}^2 + \mu B(z_0) = \frac{1}{2}mv_{//L}^2 + \mu B(z_L)$$

(6-11)

が成り立つ。これより、反射地点における速 度成分は、

$$v_{//L} = \sqrt{v_{//0}^2 + \frac{2\mu B(z_0)}{m} \left\{ 1 - \frac{B(z_L)}{B(z_0)} \right\}}$$

(6-12)

と得られ、この $v_{I/L} = 0$ となる位置で反射が



図 23. マルチカスプイオン源の模式図.



図 24. マルチカスプ磁場ベクトル計算結果.

起こる。しかし、イオン源内部を輸送される 電子やイオンに対して上式の平方根の中身 が0にならない場合、その粒子は磁気ミラ ーによって閉じ込めることは出来ず、導体 壁へと流出してしまう。速度成分v//Lの中身 を変形し、磁気モーメントの関係式((6-5) 式)を適用すると、ミラー磁場に捕捉された 粒子が導体壁へ流出する条件;

$$\frac{v_{1/0}^2}{v_{\perp 0}^2} \ge \frac{B_{\max}}{B_{\min}} - 1$$

(6-13)

が導出できる。定性的に述べると、磁石やコ イルから十分遠い弱磁場 B_{min} 領域における 磁力線垂直な速度成分 v_{10} に対する、磁力線 平行成分 $v_{//0}$ の比が大きい場合、磁石近傍の 強磁場 B_{max} 領域におけるミラー効果を以て しても、粒子を反射することが出来ないの である。弱磁場領域 (プラズマ領域)におけ る粒子速度の平行成分と垂直成分の比 $\tan \theta_p = v_{10}/v_{//0}$ から決まる角度をピッチ 角の範囲内に収まる粒子は、流出してしま う。このピッチ角の範囲をロス・コーンと呼 ぶ。

6.2.2 マルチカスプ磁場

マルチカスプ型のイオン源では、図 23 に示 すように、イオン源チャンバーを複数の永 久磁石で取り囲むように配置する。この配 位では、チャンバー導体壁の表面に対して、 磁力線の大部分が平行になる。また、チャン バー中央部の磁場強度はほとんど 0 である 一方、壁近傍においてのみ急峻な強磁場を 形成される(図 19,24)。磁場が 0 に近い中 心領域が確保できるため、高い自由度で、多 様な放電形式(電磁場分布)でプラズマ生成

表 3. イオン源の主なプラズマ放電形式.

プラズマ放電形式	イオン源の種類	関連する磁場配位
熱・冷陰極	フィラメントイオン源	マルチカスプ磁場
アーク放電型	PIGイオン源	ミラー磁場
	マグネトロン	ミラー磁場
	デュオプラズマトロン	軸磁場
高周波放電型	ECR イオン源	ミラー磁場、軸磁場
	容量結合型イオン源	ミラー磁場、マルチカスプ
	誘導結合型 RF イオン源	マルチカスプ、誘導結合型磁場



図 25. 前節の図 21 の grad Bドリフトにより、 電子のエネルギー分布関数が空間的に不均一に なることを示す計算結果. 記号 A-E は図 21 の X=0, Z= 80 位置における, Y = 190, 110, 10, -110, -190 mm 位置にそれぞれ対応する[13].

を行うことが可能である。また、ミラー磁場 配位に比べ、生成されたプラズマが磁力線 に捕捉され難いため、ロス・コーンに含まれ る粒子が導体壁に流出する影響も小さく、 高いプラズマ密度を期待できる。このよう な利点から、現在は多くの放電形式・イオン 源で、マルチカスプ磁場が適用されている。 また、イオン源からビームを引き出す方向 に対し、棒状のカスプ磁石が平行になる配 置をラインカスプと呼ぶ。これとは対照に、 ビーム引出し方向と垂直になるように周状 にカスプ磁石を配置したものをリングカス プ配位と呼ぶ。

カスプ磁石の極数が多いものほど、イオン 源チャンバー中央のゼロ磁場領域は広くな り、壁近傍での磁場強度の立ち上がりが急 峻となる。一方、極数が小さくゼロ磁場領域 が狭いと、放電によって生成されたプラズ マの大部分が、チャンバー導体壁付近に局 在化することになる。その結果、電子やイオ ンの電離生成がカスプ磁場領域で生じるこ とになる。主としてカスプ磁石による磁力 線に結びついたプラズマは、上述で説明し たミラー磁場配位と同じく、ロス・コーン成 分の影響を受ける。また、5.2.2 節の grad B ドリフトの影響を受けることで、プラズマ が天板やプラズマ電極などの導体壁へとロ スするほか、図 25 のようなエネルギー分布 の空間的不均一性が生じるために引き出さ れるビームの直進性が失われる可能性があ る。

6.3 プラズマの放電形式

プラズマの生成は、3章で述べたとおり、主 として、原子・分子ガスの電子衝突電離によ って齎される。イオン源内部に形成される 電場によって加速された電子の運動エネル



図 26. 熱電子放出時における電子の Fermi-Dirac 分布関数.

ギーが、イオン化エネルギーを超えると、電 離反応が起こるようになる。このような高 エネルギー電子の生成方法は、イオン源内 のプラズマ放電形式によって決まり、それ らは表3に分類される。

6.4 アーク放電型イオン源

アーク放電では、フィラメント陰極を構成 する金属中の電子を、真空中に放出させて 加速することで電離反応を引き起こすプラ ズマ生成方式である。フィラメントから電 子を放出させるには、ざっと挙げるだけで 以下のような方法がある。

- 1. 熱電子放出
- 2. 電界電子放出
- 3. 光電子放出
- 4. 2 次電子放出

本文では、特にアーク放電型イオン源に用 いられる熱電子放出と電界電子放出につい て、説明する。

6.4.1.熱電子放出

金属中の電子は、図 26 に示すように、伝導 帯のエネルギー準位を占めており、Fermi-Dirac 分布

$$F(\epsilon) = \frac{1}{\exp\{(\epsilon - \epsilon_{\rm F})/k_{\rm B}T_{\rm fil}\} + 1}$$

(6-14)

に従う。金属温度 T_{fil} が高いほど、高いエネ ルギーを持つ電子の割合は高くなる。真空 準位 ϵ_0 とフェルミ準位 ϵ_F の差を仕事関数

$$\varphi = \epsilon_0 - \epsilon_F \tag{6-15}$$

と呼び、このポテンシャルを超えるエネル ギーを持った電子が、金属表面から真空中 に飛び出すことができる。上記の Fermi-Dirac 分布から、金属表面に垂直に飛び出す 電子の平均電流値(平均速度 (v_r))が

 $J_x = \int qv_x(\epsilon)g(\epsilon)F(\epsilon)d\epsilon$ (6-16) と、記述される。ここで、関数

$$g(\epsilon) = \frac{8\sqrt{2}\pi}{h^3} m^{3/2} \epsilon^{1/2}$$

(6-17)

は、Sommerfeld の金属モデルから求めら れる状態密度関数である。温度が十分高い 条件では、Fermi-Dirac 分布を Maxwell 分 布で近似できるため、3 次元の速度分布関 数に変形すると、

$$J_{x}$$

$$= \frac{2qm^{3}}{h^{3}} \exp\left(\frac{\epsilon_{\rm F}}{k_{\rm B}T}\right) \int_{v_{xmin}}^{\infty} v_{x} \exp\left(-\frac{mv_{x}^{2}}{2k_{\rm B}T}\right) dv_{x}$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_{y}^{2}}{2k_{\rm B}T}\right) dv_{y} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_{z}^{2}}{2k_{\rm B}T}\right) dv_{z}$$

$$= \frac{4\pi qm}{h^{3}} (k_{\rm B}T)^{2} \exp\left(-\frac{\epsilon_{0} - \epsilon_{\rm F}}{k_{\rm B}T}\right)$$

$$= A_{\rm R}T^{2} \exp\left(-\frac{\epsilon_{0} - \epsilon_{\rm F}}{k_{\rm B}T}\right)$$
(6-18)



図 27. Richardson 線図.

と求められる[16,17]。真空準位 ϵ_0 を超える エネルギーを持つ電子のみが、陰極からX軸 方向に飛び出してくることから、これに相 当する速度成分を最小値として

$$v_{xmin} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{m}}$$

(6-19)

と記した。(6-18) 式右辺の定数部分 $A_{\rm R}$ = 1.202 × 10⁶ A/m²K²は Richardson 定数と 呼ばれる。フィラメントには、プラズマ中に 曝されるため高い融点と、電子放出が起こ りやすいように低い仕事関数を持つ材質が 用いられる。例えば、タングステンフィラメ ントでは、概ね 2600°Cで 1.2 A/cm²、LaB₆

(六ホウ化ランタン)フィラメントは 1550℃で 2.2 A/cm²程度の電子放出電流密 度が見込まれる。電子放出電流密度と、主な フィラメント材温度の関係を、図 27 に示し た。金属表面温度の逆数に対し、電子放出電 流値を金属温度の 2 乗で割り、対数を取っ たもの (ln(J/T^2))の依存性をプロットした ものを Richardson 線図と呼ぶ。このように プロットすることで、測定した温度ごとの 電子放出電流の分布から仕事関数(傾き)を 調べられる(イオン源の場合は、既知の仕事 関数の材質に対する放出電流が知ることが



図 28. Schottky 効果の模式図.

重要である)。

仕事関数が特に小さい LaB₆ フィラメント では、比較的に低い動作温度に対し、高い電 流密度が得られる。そのため、フィラメント の蒸発による寿命が、他の材質に比べて長 い利点がある。

6.4.2 電界電子放出

陰極から電子を放出させるために、陰極を 加熱して電子の平均エネルギーを上昇させ るのが、熱電子放出であるのに対し、電子を 引き出すためのポテンシャル障壁(仕事関 数) φを低くして電子の放出を起こす方法が、 電界電子放出である。

前節の図 26 に、外部電場が印加された場合 における電子のエネルギー準位は、図 28 の ように表される。電子は、真空準位というポ テンシャル・エネルギーの障壁に阻まれる ことで、金属中に閉じ込められているが、金 属表面の直ぐ外側では、電界によって真空 準位に比べて低いポテンシャル分布が形成 される。この低いポテンシャル・エネルギー に引っ張られ、真空準位よりも低いエネル ギーで電子は放出するようになる。この効 果を Schottky 効果と呼ぶ。

真空準位 ε₀を基準として、金属表面から飛び出す電子は、自身の鏡像電荷によるポテンシャルとともに、外部一様電界によるポテンシャルの影響を受ける。電子が金属表面から距離xにあるとき、鏡像の電子と実電子の位置関係から、クーロン力

$$F_{\rm m}(x) = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0(2x)^2}$$

(6-20)

より、これを無限遠から積分して鏡像ポテ ンシャルを得る。また、外部一様電界 E_x に よるポテンシャルから、電子の感じるポテ ンシャル・エネルギーは、

$$\phi(x) = \epsilon_0 - \frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0 x} - eE_x x$$

(6-21)

と記述される。これより、ポテンシャルの最 大値は、位置

$$x_{\max} = \sqrt{\frac{e}{16\pi\varepsilon_0 E_x}}$$

(6-22)

において、

$$\phi(x_{\max}) = \epsilon_0 - \sqrt{\frac{e^3 E_x}{4\pi\varepsilon_0}}$$

(6-23)

と表される。この値とフェルミ準位の差

$$\varphi' = \phi(x_{\max}) - \epsilon_{\rm F} = \varphi - \sqrt{\frac{e^3 E_x}{4\pi\varepsilon_0}}$$

(6-24)

が電場*E*_xをフィラメント陰極表面に印加し た際の仕事関数である。電場が強いほど、仕 事関数は下がるため、陰極を加熱すること なく電子放出電流が得られる。このことか ら、前節で述べた熱電子を用いる放電形式 を熱陰極放電と呼び、それに対して電場を 印加する形式を冷陰極放電と呼ぶこともあ る。上式から、電場の強度が 10⁸ V/m 程度 に対し、右辺第2項の値が 0.38 eV と計算 できる。前節に挙げたフィラメント材料と なる金属の仕事関数が2-4 eV 程度である ことを鑑みると、低温のフィラメントに対 して仕事関数を越えるエネルギーを持つ電 子を十分に発生させるには、これより強い 電場が必要である。

また、図 28 のように金属表面外部における 電子のポテンシャルが下がることで、トン ネル効果によって金属中から真空中に放出 される電子が存在する。金属から離れた位 置xにおける電子のポテンシャルが、外部電 場によって支配的に決まり、鏡像電荷の影 響を無視できる程度 ($\phi(x) = \epsilon_0 - eE_x x$) で あるとき、トンネル効果によるポテンシャ ル障壁の透過率は、上記のポテンシャルを Schrodinger 方程式に代入し、準古典近似 を用いることで、

$$P = |\psi(x)|^2 = \exp\left\{\frac{8\sqrt{2}\pi}{3h}(emE_x x^3)^{\frac{1}{2}}\right\}$$
(6-25)

という形を得る。位置xとポテンシャル・エ ネルギー $\epsilon = \phi(x)$ の関係を用い、金属中の 各エネルギー準位に対する状態密度 $g(\epsilon)F(\epsilon)$ とそれに対するトンネル効果によ る透過率 $P = P(\epsilon)$ の積を取り、エネルギー 積分を取ると、トンネル効果による電子放 出電流密度



図 29. 茨城 BNCT 用に開発中の LaB6 フィラメ

ントイオン源.





図 30. KEK-PS イオン源用に製作された C9-a 型 LaB₆フィラメント[1,18].



図 31. フィラメント電源・アーク電源の配線.

$$J = \frac{e^3 E_x^2}{8\pi h \varphi} \exp\left(-\frac{8\sqrt{2}\pi}{3heE_x}m^{\frac{1}{2}}\varphi^{\frac{3}{2}}\right)$$

(6-26)

を得ることができる。

6.4.3 フィラメント放電型イオン源 フィラメント放電型のイオン源では、イオ



図 32. PIG イオン源の模式図.

ン源チャンバーの中央に、熱電子放出を行 うためのフィラメントを導入する。図29に は、茨城 BNCT 用に開発中の LaB₆フィラ メントイオン源、図 30 には KEK-PS 用に 製作された C9-a 型 LaB₆フィラメントを示 した。フィラメント陰極に数 10-数 100 A の直流電流を印加すると、金属表面の温度 が上昇するため、6.5.1節で説明したような 電子放出電流密度にて熱電子放出が起こる。 このフィラメントに電流を流すための電源 をフィラメント電源と呼ぶ。また、電子のエ ネルギーをイオン化エネルギー以上に加速 するための電場を形成するため、フィラメ ントイオン源では、図 31 のように、フィラ メント陰極と、陽極であるイオン源チャン バーの間にアーク電源が接続される。4.4節 の議論から、プラズマから高速電子が絶え ずチャンバー壁に流出することで、陽極で あるチャンバー壁の電位 $\phi_{cathode}$ に対して、 Debye 特性長の離れた位置では、シースポ テンシャル((4-26) 式) Δφの分だけプラズ マ電位は高く

$\phi_{\text{plasma}} = \phi_{\text{cathode}} + \Delta \phi$

(6-27)

となり、フィラメント陰極近傍まで分布す る。一方、イオン源フィラメントは、チャン バー壁電位に対して、アーク電圧分だけ電 位が低い。そのため、フィラメント陰極から



図 33. 英 RAL の加速器用小型 PIG イオン源. [19].

生成された電子は、チャンバー壁に向かっ て、アーク電圧による加速を受ける。これに より、正イオンや電子の密度が増えると、準 中性条件を満たすプラズマが形成される。

6.4.4 PIG イオン源

PIG (Penning Ion Gauge) イオン源では、 図 32 に示すように、対向する 2 枚の陰極板 に垂直に2枚の陽極板を取り付ける。ここ に直流電圧を印加することで、Schottky 効 果により陰極から電子放出が起こる。フィ ラメント放電とは異なり、陰極温度を上昇 させないため、こちらを冷陰極放電とも言 うが、陰極板の裏にヒーターを取り付けた 熱陰極仕様のものもある。また、2枚の陰極 を貫くように短手方向磁場を印加すること で、ミラー効果によりプラズマが閉じ込め られる。これによりミラー磁場中でプラズ マ密度が成長すると、クーロン衝突や中性 ガスとの弾性・非弾性衝突により磁力線垂 直拡散により、陽極板に向かってプラズマ 密度の空間分布は拡がる。一方の陽極板に



図 34. マグネトロンの模式図.



図 35. CERN 陽子加速器用に導入された BNL 製マグネトロン[20]



図 36. デュオプラズマトロンの模式図.

は、ビーム引出し孔が空けられており、静電 加速によってイオンビームが引き出される。 このような PIG 型イオン源は、閉じ込め用 のミラー磁場を形成するための磁石を小さ く出来るため、小型化可能である。図 33 に は、英 STFC RAL (Science & Technology Facilities Council Rutherford Appleton Laboratory)の中性子-ミュオン加速器用に 開発された小型 PIG イオン源であり、イオ ン源本体のサイズは数 cm 四方である一方、 35 mA 程度の大電流 H·ビーム引出しが可



図 37. KEK-PS 12GeV シンクロトロン用デュオプラズマトロン[1]

能である。

6.4.5 マグネトロン

図 34 に示すとおり、マグネトロンはチャン バー中心部に取り付けられたフィラメント 陰極と、外心円のチャンバー壁との間にア ーク電圧を印加する。また、ソレノイドコイ ルや永久磁石により、アーク電場に垂直な 方向に静磁場を印加する。熱陰極から電子 放出が起こると、電子はアーク電場と静磁 場による **E** × **B**ドリフトを受け、トラック型 のチャンバーの周方向に輸送される。電子 は周回方向にドリフトし続けるため、チャ ンバー内部でプラズマ密度は一様になる。 また、PIG イオン源とは異なり、ミラー磁 場のロス・コーンの影響が小さいため、マグ ネトロンでは比較的に高密度のプラズマ生 成が可能である。

マグネトロンの陽極壁の一方向には、空洞 が空けられており、一般的なマグネトロン (マイクロ波発生用途)では、サイクロトロ ン運動する電子の旋回周波数と空洞の共振 周波数により、マイクロ波を生成可能であ る。マグネトロンを利用したイオン源には、 この陽極孔の外側に、さらに孔の空いた電 極板(引出電極)を取り付け、静電場により イオンをビームとして引き出す。

マグネトロンの主要な用途は、正イオン源 ではなく、元は、7章で扱う負イオン源であ り、露 BINP (Budker Institute of Nuclear Physics) で Belchenko らによって H-源と して開発され、米 BNL (Brookhaven National Laboratory) で改良された[20, 21]。図 35 には、特に高いピーク電流を記 録した BNL 製マグネトロンを示す。ビーム 引出し孔直上で生成された負イオンがそれ 以外の領域に侵入するのを防ぐため、陰極・ 陽極の間隔を狭める構造を取る。特に近年 では、CERN でも陽子加速器用に同タイプ のイオン源を製作し、再現性確認が行われ ている。

6.4.6 デュオプラズマトロン デュオプラズマトロン (図 36) は、円筒型

のチャンバーを軸方向に2つの領域に分割 する。陰極側の領域では、熱陰極放電用にフ ィラメント陰極が取り付けられる。この陰 極の軸方向下流には、孔の空いた中間電極 が取り付けられ、またソレノイドコイルに より軸磁場を形成する。フィラメント陰極 と中間電極間のアーク放電により生成され たプラズマは、軸方向磁場に捕捉され、高密 度で中間電極上の引出し孔から下流に輸送 される。中間電極と下流の陽極にも電圧が 印加され、陰極側から軸磁場に沿って輸送 された高密度の電子により、陽極側でも電 離反応が生じる。陽極側では、軸磁場近傍に 沿ってプラズマを点弧し、陽極板上の引出 し孔からイオンビームとして引き出すため、 陰極アーク放電型のイオン源の中でも大電 流を期待することが出来る。また、軸磁場の 条件により、陽極から輸送されるプラズマ 形状を調整可能であることから、静電加速 におけるオプティクスを調整できる利点が ある。陽極側には、アーク効率を向上させる ためにプラズマ拡張室と呼ばれる外部電極 を取り付けることがあり、特にスパッタ用 電極を置くことで、金属多価イオンを生成 しビームとして引き出すことが可能である。 図 37 には、KEK-PS 12GeV シンクロトロ ン用に製作されたデュオプラズマトロンを 示した。

6.5 高周波放電型イオン源

高周波放電型イオン源では、熱・冷陰極アー ク放電型に比べて、次のような利点がある;

- フィラメント消耗によるイオン源
 メンテナンスが不要
- 一般的に、高密度プラズマを生成 可能。

その一方、陰極を用いる場合に比べて電子 の発生源が無いことから、磁場構造やイオ ン源形状、放電条件が、アーク放電型に比べ て難しく、効率の良いプラズマ点灯を行う ために長い調整期間が必要とされる。高周 波入力は、大きく分けて2通りの方法でイ オン源チャンバー内に導入される。高周波 源とイオン源チャンバーを導波管で接続し て電磁波を入力する方法は、主として電子 サイクロトロン共鳴(ECR)イオン源で採 用される。一方、イオン源チャンバーに取り 付けた高周波アンテナコイルや電極板に交 流電流や電圧を印加することで電磁場を誘 起する方法は、RFイオン源、マイクロ波イ オン源として知られる。

6.5.1 表皮効果

4.3 節で議論したプラズマ振動が生じることで、イオン源プラズマへ入射した高周波(電磁波)は、カットオフを受ける。特に、プラズマ振動数より低い周波数の高周波は減衰波となるため、プラズマ中にほとんど侵入せず、表面付近でのみ電磁場分布が形成される。これを表皮効果と呼ぶ。

プラズマ中に振動数ωの電磁波が侵入する と、波動方程式の一般解より、電場の空間・ 時間変化は

 $E(x,t) = E_0 \exp\{i(kx - \omega t)\}$ (6-28) という形を取る。今、電磁波がプラズマ中に 差し掛かる位置 ($\omega_p \gg \omega$ が成り立つような 高密度プラズマが成り立つ境界)をx = 0と すると、この位置での振動電場は、

 $E(t) = E_0 \exp(-i\omega t)$ (6-29) と表される。同位置でプラズマ中における 電子の運動方程式



図 38. プラズマ周波数(表皮効果のカットオフ 周波数)の電子密度の依存性.

$$m_{\rm e}\frac{dv_{\rm e}}{dt} = qE(t)$$

(6-30)

の時間積分を取ると、電子速度と電場の関 係は

$$v_e = -i\frac{q}{m_e\omega}E_0e^{i\omega t}$$

(6-31)

と記述される。電子電流 $j = qn_e v_e$ の関係を 用いて、Maxwell 方程式に代入すると、

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 j + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} E_0 e^{i\omega t}$$

(6-32)

を得る。ここで、電場の時間微分が

$$\frac{\partial}{\partial t}E_0e^{i\omega t}=i\omega E_0e^{i\omega t}$$

(6-33)

であることを利用すると、上記 Maxwell 方 程式は、プラズマ振動数 ω_p を用いて、

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \times \frac{\partial}{\partial t} E_0 e^{i\omega t}$$
(6-34)

と表される。式中の

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{q^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e \omega^2} = \bar{\varepsilon}$$

(6-35)

がプラズマの比誘電率($\hat{\epsilon}$) (無衝突プラズマ・ 磁力線平行方向)。プラズマ振動数が入射高 周波の振動数より高く $\omega_p \gg \omega$ が成り立つ とき、比誘電率は負となるために、電磁波は プラズマ中を伝播することができず、減衰 波 (damping wave) となる。プラズマ中に おける電磁波の波数をkとおくと、速度c'が 満たす式は、真空中の電磁波の速度 ($c = \sqrt{\epsilon_0\mu_0}$)の関係を用いて

$$c' = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}$$

(6-36)

と変形できる。これより、プラズマ中を電磁 波が伝播する際の分散関係は

 $\omega = \sqrt{\omega_p^2 + c^2 k^2}$ (6-37) と記述される。ここで、 $\omega_p \gg \omega$ が満たされ るとき、波数kは虚数である。電磁波が境界 x = 0からプラズマ中に進行する際の波動 方程式の一般解((6-28) 式)を再度考え、 波数kが虚数であることを用いると、電場の 空間変化の成分は

 $E(x,t) = E_0 \exp(-\kappa x) \exp(-i\omega t)$ (6-38) と、ある特性長

$$\frac{1}{\kappa} > 0$$
 (ただし、 $\kappa = -ik$)

(6-39)

を以て減衰していくことが判る。前節で述 べたとおり、イオン源では比較的に低い電 子密度に対するプラズマ振動の周波数が GHzオーダーであることから、これより低 周波数の入射電磁波は、全て減衰波として 振舞う。電磁波の反射を抑えることが出来



図 39. ECR イオン源とサイクロトロン共鳴点の 模式図.

れば、電磁波の減衰は、電磁波中のエネルギ ーがプラズマの加熱に使われることを意味 する。図 38 には、表皮効果によるカットオ フ周波数の電子密度依存性を示した。

6.5.2 ECR イオン源

図 39 に示すように、電子サイクロトロン共 鳴(ECR)を利用するイオン源では、外部 ソレノイドコイルなどを用いて、イオン源 チャンバー内に軸方向磁場を形成する。こ れにより、電子のサイクロトロン運動を誘 起する。電子のサイクロトロン振動数は、素 電荷 e、磁場強度 Bと電子質量mを用いて

$$\omega_{\rm C} = \frac{eB}{m}$$

(6-40)

で表される。このとき、サイクロトロン振動 数の、ほぼ整数倍である周波数を持つ電磁 波がプラズマ中に入射すると、電磁波のエ ネルギーは電子の旋回運動に吸収され、電 子加熱が起こる。この現象を電子サイクロ トロン共鳴と呼ぶ。ECR イオン源では、電 子が加速される一方、ビームとして引き出



図 40. 米 LBNL の 28 GHz ECR イオン源[22].

すイオン温度は低い状態が生じる。このた め、イオンビームの拡散やエミッタンスを 抑えつつ、電離によるプラズマ生成を促進 することが可能である。

一般的な ECR イオン源では、2 つのコイル を用いてミラー磁場構造の軸磁場を生成す る。この場合、入射電磁波の周波数に対応す るサイクロトロン振動数が得られる磁場強 度が、ミラー磁場の中央になるように運転 パラメータを決めることで、加熱されたプ ラズマがミラー効果による反射を受け易い ようにする。ECR 加熱を起こす磁場強度が 実現する軸方向の位置を、サイクロトロン 共鳴点と呼ぶ。また、別の軸磁場生成方式で は、1 つのコイルによって形成される軸磁 場の中心をサイクロトロン共鳴点とし、ミ ラー効果によって、コイル中心からイオン 源引出し孔側に向かうプラズマ流を利用し て電流値を向上させるイオン源もある。

ECR イオン源で最もよく利用される電磁 波の周波数の1つは2.45 GHz である。こ の電磁波入射に対して、サイクロトロン共 鳴点における磁場強度は875 Gauss と計算 できる。これらのパラメータは、過去に実績 もあり ECR イオン源開発のプロトタイプ には利用しやすい一方、高プラズマ密度が 得られ難い点に注意が必要である。4.3節で も触れたが、2.45 GHz の高周波が、効率よ くプラズマを伝播するプラズマ密度は、 $n_{e} = 7.45 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ 程度である。逆に言え ば、これ以上プラズマ密度が成長すると、高 周波は減衰し、サイクロトロン共鳴はプラ ズマの表皮程度でしか起こらなくなる。こ のような問題を回避するため、大電流 ECR イオン源では、14.5 GHz や 18 GHz、20 GHz 以上の高周波を利用し、かつ 1000 Gauss を超える磁場強度を実現している。 図 40 には、米 LBNL (Laurence Berkley) National Laboratory) で開発された 28 GHz 高周波用 ECR イオン源 VENUS を示 す。このような高周波は、プラズマ密度n。= 9.7×10¹⁸m⁻³まで成長させることが可能で ある反面、サイクロトロン共鳴を発生させ

るために 1.0 T の磁場強度を生成する必要 がある。VENUS イオン源では、超伝導コ イルを複数組み合わせ、1 T 以上の強磁場を 形成している。

6.5.3 容量結合型 RF イオン源

高周波放電型 (RF; Radio Frequency) イオ ン源では、一般的に ECR と異なり、MHz オーダーの高周波を減衰波として導入し、 そのエネルギーをプラズマに吸収させるこ とで電離を促進する方式を取る。高周波の 印加方法は、プラズマの種類によって(i)容 量 結 合 型 (CCP; Capacitively-Coupled Plasma) と(ii)誘導結合型 (Inductively-Coupled Plasma)の2種類に大きく分けら れる。

容量結合型の RF イオン源では、2 枚の電極 板の間に交流電圧を印加することで、プラ

ズマ中の電子を極板間で加速する。一方の 電極は交流電源に接続され、他方は接地し た状態で放電を行うものが一般的である。 交流電圧を印加した際の放電は、電気回路 でいうところのコンデンサ (capacitor) と 同様の物理機構に従う。交流電圧が印加さ れることにより、片側の極板が正電位にあ るとき、電子は極板に向かって輸送されて 電源回路に流出するため、プラズマ電位は 極板電位に対し、シースポテンシャル分だ け高くなる。4.4節で議論したとおり、アー ク放電型など直流のプラズマでは、電子の 流出フラックスとシースによる電子反射が 平衡状態になることで、(4-26) 式のような シースポテンシャルの深さが得られる。一 方、容量結合型の RF イオン源では、この シースポテンシャルが数 10 V と非常に高 い。交流電圧を印加する場合、電子の流出に よる電極板の電圧降下は生じる一方、電子 の加速方向が周期的に逆転することから、 シースポテンシャルは平衡状態に到達せず、 電子流出フラックスによる壁の負電荷帯電 の効果のみが現れる。シースポテンシャル は深く、電極板へ流出するイオンのエネル ギーは、他の放電形式に比べて高いことか ら、電極板の金属スパッタなどが起こる。金 属不純物イオンが混入する可能性があるた め、正イオンビーム用途には容量結合型イ オン源は応用し難く、一方で半導体加工、 CVD などのプロセスプラズマとして利用 される。

6.5.4 誘導結合型 RF イオン源

誘導結合型 RF イオン源は、アンテナコイ ルに交流電流を印加することで誘導結合型 の電磁場を発生させる放電形式である。ア



図 41. J-PARC の内部アンテナ式誘導結合型 RF イオン源 [23].



図 42. J-PARC RFイオン源のプラズマ点火時に おける誘導結合型電磁場.

ンテナコイルはイオン源内部・外部に取り 付ける場合があり、陽子加速器分野では J-PARC や米 ORNL (Oak Ridge National Laboratory)の SNS (Spallation Neutron Source)などでは内部アンテナ方式、スイ ス CERN や独 IPP (Institut für Plasma Physik)などでは外部アンテナ方式による 大電流の RF イオン源開発が進められてい る。いずれの方式でも、基礎となる物理過程 は同様のものである。図 41 には、内部アン テナ式の RF イオン源の例として、J-PARC RF イオン源の模式図を示した。

図 42 のようにアンテナコイル周方向に交

流電流を印加すると、Maxwell 方程式 (Ampère の法則)

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 (\boldsymbol{j}_{\text{RF}} + \boldsymbol{j}_{\text{plasma}}) + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}$$

(6-41)

から、イオン源軸方向に振動磁場が発生す る。ここで、電流密度**j**_{RF}は RF アンテナを 流れる交流電流を表し、**j**_{plasma}はプラズマ の輸送によって生じるプラズマ電流を表す。 高周波入力時は、**j**_{RF}の項のみが軸方向磁場 を形成する。周方向(θ方向)の交流電流密 度を

 $j_{RF,\theta} = j_{RF0} \cos(\omega_{RF}t)$ (6-42) とおくと、Maxwell 方程式から軸方向磁場 は交流電流と同位相で

 $B_z = B_0 \cos(\omega_{RF} t)$ (6-43) と表される。軸磁場の時間変化による誘導 電場は、Faradayの電磁誘導の法則

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}$$

(6-44)

から、周方向に、磁場から $\pi/2$ だけ位相が遅 れて振動する電場が形成される。この電場 により、イオン源内部の電子が加速される と、電離過程が促進されてプラズマ密度が 成長する。しかし、アンテナコイルによって 誘起される電磁場のみでは、十分な電子加 速は得られない。その理由は前述したプラ ズマ振動による入射高周波の減衰である。 誘導結合型の RF イオン源で利用される周 波数は、概ね数 – 数 10 MHz 程度であるこ とから、プラズマが点灯する密度では、ほぼ 減衰を受けることになる。電子密度が $n_e =$ 7.45 × 10¹⁶m⁻³に対して表皮深さが 15 mm 程度と計算できる。加速器用のイオン源で



図 43. E モード時における容量結合型電場形成 のイメージ.



図 44. H モード時における誘導結合型電磁場形 成の模式図.

は、直径が数 10-100 mm の円筒チャンバ ーが用いられることから、ある程度はプラ ズマ中に電磁波が侵入する。一方、プラズマ 密度が増加すると、表皮深さは数 mm オー ダーを切る様になり、電離生成に十分なプ ラズマ加熱領域を確保し難くなる。実際の RF イオン源では、RF アンテナコイルに交 流電源を接続し、コイルの一端は振動電位 が印加され、他方の端部は接地される。外部 アンテナ方式の場合は、イオン源チャンバ 一内部のアンテナコイル端部近傍位置に振 動電位が生じる。時間的に振動するチャン バー壁やコイル端部の電位により、上述し た容量結合型のイオン源と同様のプラズマ 加熱が生じる(図43)。このように、プラズ マ密度が低い状態では、容量結合型電場に よって電子加速が起こり、電離によりプラ ズマが成長する。このように RF イオン源 プラズマ密度が低い際、容量結合型電場に よってプラズマ密度が維持されるモードを、 電場の頭文字を取って E モードと呼ぶ。

一方、RF プラズマ密度が増加してくると、 磁場がプラズマ維持に支配的になる H モー ドへの状態遷移が生じる。前述したとおり、 誘導結合型の電場は、アンテナコイルに印 加する交流電流と同じく周方向に形成され る。これにより、電子とイオンも周方向に加 速される。電離反応を介してプラズマ密度 が成長してくると、(6-41)式において、プ ラズマ自身が作る電流密度**j**plasmaが支配的 に電場を形成する。電場による加速と、中性 ガスとの衝突などによる摩擦力がバランス した運動方程式

$$m\frac{dv_{\rm e}}{dt} = qE_0\sin(i\omega t) + \langle n\sigma u \rangle v_{\rm e}$$

(6-45)

より、周方向のプラズマ電流密度*j*plasmaが 決まる。図 44 に示すように、H モードで は、このプラズマ電流が軸磁場、周方向電場 を形成する。周方向電場がさらにプラズマ を加速することで、電離反応は E モードに 比べて飛躍的に促進される。一般的に、誘導 結合型の RF イオン源 H モードでは、プラ ズマ密度は10¹⁹ m⁻³程度まで成長する。プ ラズマ密度が成長する背景には、H モード



図 45. 負イオンになり得る元素の電子状態.



図 46. 負イオン形成時の電子エネルギー準位と 電子親和力の関係.

ではプラズマ電流による軸磁場に荷電粒子 が捕捉される一方、RF半周期に一度、磁場 の極性が変わる際に強度がゼロになるため、 粒子の壁への流出が起こる。これにより、プ ラズマ密度の値は、RF周波数の2倍の周波 数で、定常値の回りを時間的に振動する。こ のときの流出フラックスを抑えるため、内 部アンテナ方式のイオン源では、マルチカ スプ磁場配位が併用される。

<u>7. 負イオン源</u>

上記では、正イオンビームを生成するため の正イオン源について説明した。一方、負イ オン (水素負イオン)源では、正イオン (プ

表 4. 主要な元素の電子親和力.

元素	電子親和力(eV)
Н	0.754
He	< 0
Li	0.652
В	0.28
С	1.268
0	1.462
F	3.399
Ne	< 0
Na	0.546
Cl	3.615
Ar	< 0
K	0.5012

ラズマ)を生成する過程に加え、プラズマ中 から負イオンを生成する機構が取り付けら れる。

7.1 負イオンとは

原子などは、原子核と外殻電子による電荷 が釣り合うことにより、全体として電気的 に中性を保つ。この原子に別の電子が付着 することで、負に帯電したイオン(負イオ ン)が生成される。負電荷のイオンという と、例えば Fや Cl・のような周期表で言う VII族元素の最外殻に、外部の電子が局在化 して全体として負に帯電するものは屡々イ メージされる。図 45 のように、VII 族の最 外殻には電子状態が空いている状態であり、 かつ原子核から比較的に強いクーロン相互 作用を受けるためである。一方で、アルカリ 金属(I族)の元素のように、同じ周期の中 でも原子核の価数が小さいものでも、最外 殻に別の電子が入ることで、エネルギー的 に安定した状態が作り出される。図 46 に示

すように、電子が原子核から完全に離れた 正イオン状態に比べて、電子を1つ追加し た負イオンの状態のほうがエネルギー準位 は低く、安定している。このときの原子核と 電子が分離した正イオンの状態に対し、負 イオンのエネルギー準位の利得分を、電子 親和力と呼ぶ。表4には、主要な元素の電 子親和力を示した。希ガス元素の場合は、そ の最外殻の電子準位が全て占められている ため、新たに電子が入り込む余地が無く、電 子親和力は負になる。

J-PARC などの陽子加速器の粒子源・リニ アックでは、負水素イオン(H·)を加速し、 陽子 H+が周回するリング加速器へ入射す る際に、ストリッパフォイルなどの荷電変 換部で H·から電子を取り去る方法を取る。 このようにすることで、同一の磁場を用い てビームを入射するため、ビームロスを低 減させることが可能である。

7.2 負イオン源の物理

ここでは、特に陽子加速器用に、負水素イオ ンを扱うイオン源について議論する。正イ オン源のように電離反応を介してプラズマ を生成するのみでは、負イオン密度は低い。 本節では、下記2種類の負水素イオン源に おける負イオン生成方法を説明する。

- · 体積生成型
- · 表面生成型

7.2.1 負イオンの体積生成

体積生成型負イオン源では、プラズマ中で 振動励起水素分子と電子が衝突過程により、 負イオンが生成される。分子と電子間の反 応は、(i)振動励起分子の生成と、(ii)解離性 付着反応による負イオン生成の2段階を経



図 47. 水素分子のエネルギー準位. 電子基底状 態 (X¹Σg⁺) は, v = 0 – 14の振動エネルギー準 位に分かれる[24].

る。振動励起分子H2(v')は、

 $H_2(v < v') + e_{fast} \rightarrow H_2(v') + e^-$ (7-1) と高速電子と振動励起準位が低準位にある 水素分子 $H_2(v)$ の衝突によって生成される。 水素分子の振動励起準位を生成する反応過 程は、主として以下のような過程がある。 $H_2(v) + e \rightleftharpoons H_2(v') + e$: e - V process

$$\begin{split} H_2(X^1\Sigma_g^+, v = 0) + e &\rightarrow H_2(B^1\Sigma_u^+, w) + e \\ &\rightarrow H_2(X^1\Sigma_g^+, v') + e + hv \\ &\quad : E - V \text{ process (via } B^1\Sigma_u^+) \\ H_2(X^1\Sigma_g^+, v = 0) + e &\rightarrow H_2(C^1\Pi_u, w) + e \end{split}$$

$$H_2(X^{\perp}\Sigma_g^{\perp}, v') + e + hv$$

: E – V process (via
$$C^{1}\Pi_{u}$$
)

(7-2)

一番目の e – V 過程は、電子状態の基底準 位(X¹Σ_g) に対して最も支配的に起こる。 図 47 のように水素分子の基底準位は、振動 準位に分かれており、分子と電子の衝突に より分子結合状態が直接変化することで生



図 48. 振動励起水素分子の解離性付着反応にお ける反応断面積 [12].



図 49. Hiskes らによって計算された,電子温度 $T_e = 1 \text{ eV}$,電子密度 $n_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$,分子温度 $T_{H2} = 500 \text{ K条件下での振動励起準位ポピュレ}$ -ション(基底準位v = 0に対する励起準位の割 合).図の□と●は、それぞれ分子密度を $n_{H2} = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ および $n_{H2} = 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ と与え た場合に対応する[25].

じる。一方、二、三番目の E-V 過程では、 電子状態が基底状態から singlet の第一励 起状態に一度遷移した後、励起された電子 が光を放出しながら基底準位に脱励起する 際に、分子結合の状態が変化し、振動準位が 励起される過程である。これらの過程によ る振動励起準位の生成・消滅と、壁への流出 によるロスが釣り合うことで、定常状態に 至る。電子温度・電子密度、および分子の壁 流出の時定数がτで与えられる条件下でレ ート方程式



(7-3)

を計算すると定常時の振動励起水素分子の ポピュレーションが得られる。電子温度が 高く、高速電子の割合が多い条件では、高振 動励起準位の水素分子の割合が高い。 励起水素分子の振動励起準位がv'≥8以上 のものに対し、電子温度1eV以下のプラズ マ中では、比較的高い反応断面積で解離性 付着反応(図48)

 $H_2(v') + e_{slow} \rightarrow H^- + H + e^-$ (7-4) が生じる。Hiskes, Bacal らによって計算さ れた振動励起準位のポピュレーション分布 を、図 49 に示す。(7-4) 式の反応により、 負水素イオンが生成される。体積生成型の 負イオン源における課題は、振動励起分子 を生成するためには、高い電子温度(4 eV 以上程度)が必要な一方、解離性付着反応に よる負イオン生成には、低い電子温度(1 eV 以下)のプラズマ領域を作る必要がある点 である。これを解決する手法として、磁気フ ィルターと呼ばれる構造をイオン源では取 り付ける。これは 7.3 節で説明する。

表 5. 主なプラズマ電極材料の仕事関数.

電極材料	セシウ	セシウム付
	ム 付 着	着時
	なし	
モリブデン	$4.15 \mathrm{~eV}$	1.54 - 1.61
(Mo)		eV
タングステン	$4.55 \mathrm{~eV}$	1.52 - 1.60
(W)		eV
タンタル (Ta)	4.12 eV	$1.69~\mathrm{eV}$
ニッケル (Ni)	$5.04 \mathrm{~eV}$	$1.37 \mathrm{~eV}$
銅 (Cu)	4.48 eV	$1.64 \mathrm{~eV}$

7.2.2 負イオンの表面生成

大電流 H·ビームを引き出すイオン源製作を 図る場合、現在の主流は表面生成過程を利 用するイオン源である。このようなイオン 源では、イオンビームの引出し孔が空けら れたプラズマ電極の金属表面に、水素原子 や正イオンが入射した際、金属内部から自 由電子を受け取って負イオンが生成される。

 $\mathrm{H}^{0},\mathrm{H}^{+},\mathrm{H}_{2}^{+},\mathrm{H}_{3}^{+}$ + wall(low work funtion)

 \rightarrow H⁻. (7-5)

金属表面では、仕事関数φが小さく自由電子 を放出しやすい状態が必要である。6.4 節の 議論から、仕事関数φが真空準位より小さく、 プラズマ電極温度が高い場合に、金属の伝 導帯に局在化する電子が放出される。表面 生成型のイオン源では、プラズマ電極表面 にセシウムなどの原子を0.5-0.6 原子層程 度の厚みで堆積させることで、仕事関数を さらに下げることが可能である[26]。表5に は、主要なプラズマ電極材料多結晶へのセ シウム付着の有無に対する仕事関数を示す。 ただし、ニッケルや銅は融点が低い点から、 モリブデンやタングステンが電極材には主 として用いられる。このような金属表面に



図 50. 負イオン生成時の電子エネルギー準位.

水素原子や正イオンが近づくと、図 50 のよ うに金属中の電子は、原子核周りの Affinity 準位や基底準位に移ることができる。これ により、電子が1つ乃至は2つ、原子や正 イオンに移ることで、負イオンが生成され る。しかし、この負イオンが金属表面から放 出されるためには、負イオン自身が十分な 運動エネルギーを持って金属表面から脱出 する必要がある。また、負イオン生成によ り、金属表面近傍の電荷分布が下がるため、 表面電位に対してプラズマポテンシャルが 低くなる。これにより、壁からプラズマ中に 放出された負イオンのエネルギーが低いと、 再度電極壁に戻されてしまう。負イオンが 十分なエネルギーを持つためには、入射す る原子や正イオンのエネルギーが高いこと が条件である。このような効果を含め、負イ オンの生成確率 (negative ion yield) は Rasser らによって実験的・解析的に調べら れており、入射粒子の垂直速度成分v,より、



図 51. Rasser による負イオン生成確率[27,28].

$$\beta^{-}(v_{\rm z}) = \frac{2}{\pi} \exp\left\{-\frac{\pi(\varphi - \varepsilon_A)}{2av_{\rm z}}\right\}$$

(7-6)

と記述され、図 51 に示される。ここでε₄お よびaは、それぞれ水素の電子親和力と exponential decay factor (崩壊係数) を表 す。崩壊係数は、実験結果と合うようにa = 2×10⁻⁵ eV s/mで与えられる。式から判る とおり、入射原子や正イオンのエネルギー が概ね6eV以下である場合、急激に負イオ ンの生成確率は減少する。一方、イオン源引 出し領域におけるプラズマ温度は、生成し た負イオンが電子衝突などによって破壊さ れないように 1 eV 程度に保たれる。そのた め、正イオンのエネルギーがプラズマ中で 6eV を超える割合は小さいが、電極前面の シースポテンシャルによって加速を受ける ため、負イオンへの変換確率は、原子に比べ て高い。その一方、水素原子はシースによる 加速を受けないが、プラズマ電極近傍での 密度はイオンに比べ、一般的に高い。水素ガ スの圧力が数 Pa 程度の条件でプラズマを 点灯した場合、H2 密度はnH2~10²⁰ m⁻³程 度である。さらに、分子の解離度は、放電の 種類、閉じ込め形式にも依るが概ねα=



図52. 水素分子の解離反応断面積. Reaction1は Frank-Condon 過程を表す. Reaction2-4 は,他のH₂解離過程, Reaction5 は H₂解離性電離過程(3.2.1節の表1参照)に対する反応断面積.



図 53. KEK-PS 用 BLAKE イオン源[31].

0.01 - 1の範囲にある。この解離度を分子密 度に掛け合わせると、原子密度は $n_{\rm H} \sim 10^{18} - 10^{20} \, {\rm m}^{-3}$ と見積もられる。これ に対し、引き出し領域近傍の正イオンは、フ ィルター磁場による影響から $n_{\rm H+} \sim 10^{16} - 10^{17} \, {\rm m}^{-3}$ 程度の密度で存在する。原子の温 度は分子温度と同様、数 1000 K (0.1 eV) 程度と低い。一方、分子と電子が衝突して生 成された直後の原子は、高い割合で Frank-Condon 過程

 $H_2(X^1\Sigma_g^+) + e^- \rightarrow H_2(b^3\Sigma_u^+) + e^-$

 \rightarrow H(1s) + H(1s) + e⁻ (7-7)

を介して生成される[29,30]。解離準位b³Σ⁺ と基底準位のエネルギー差から、この反応 によって生成された原子は 2.15 eV 前後の



図 54. 負水素イオンの electron detachment 反 応断面積[12].



図 55. 負水素イオンの mutual neutralization 反応断面積[12].

エネルギーを持ち、負イオン生成に主要な 役割を果たす。このような原子を Frank-Condon 原子と呼び、低仕事関数表面におい て高い負イオン生成確率を持つ。図 52 には、 Franck-Condon 原子生成過程を含む H₂分 子の電子衝突解離過程の反応断面積を示す。 また図 53 には、KEK-PS で用いられた表 面生成型 BLAKE (Berkley, Los-Alamos, KEK) イオン源を示す。このようなイオン 源では、マルチカスプ磁場の中心に取り付 けられたコンバーターに Cs 蒸気を噴射し、 負イオン表面生成確率の高い金属表面を形 成する。1980 年代に最大 H-ビーム電流で 41 mA を記録している。

7.2.3 磁気フィルター

体積生成型、表面生成型の負イオン源にお いて、生成点からイオン源引出し孔に輸送 される負イオンは、以下のような反応によ り崩壊する。

 $\mathrm{H}^- + \mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{H}(1\mathrm{s}) + 2\mathrm{e}^-$

: electron detachment

 $H^- + H^+ \to H(p = 2,3) + H(1s)$

: mutual neutralization. (7-8)直感的にも理解できるが、プラズマ温度が 高いほどこれらの反応断面積は高い。特に、 electron detachment が起こるためには、水 素の電子親和力 (ε₄ = 0754 eV) より低い電 子エネルギーに対して反応が起こらない (図 54)。また、断面積のピークは 10 eV 程 度で $\sigma_{ED} \sim 10^{-20} \text{ m}^{-3}$ オーダーを取るため、 電子温度を3eV以下に保つことで、負イオ ンの崩壊を抑えることが出来る。一方で、図 55 に示すように、mutual neutralization は 終状態の励起水素原子準位がp=3である 場合、1 eV以下で σ_{MN} ~ 10⁻¹⁹ m⁻³ オーダー と高いため、プラズマ温度は1-3eV程度 に保つことが重要である。

このように、イオン源引出し孔近傍の領域 でのプラズマ温度を抑えることで、負イオ ンの崩壊反応を抑制し、前節で説明した体 積生成過程を促進することが出来る。低温 度プラズマ領域を作り出すため、負イオン 源では引出し孔の直上に、ビーム引出し方 向とは垂直方向に数100 Gauss 程度の強磁 場を印加する。この磁場をフィルター磁場 と呼び、フィルター磁場を生成するための 磁石をフィルター磁石と呼ぶ。フィルター 磁場による磁力線には、プラズマ生成室側 から引出し孔に向かって輸送された電子や イオンは捕捉されてサイクロトロン運動を



図 56. クーロン衝突によるフィルター磁場垂直 拡散のイメージ図.

行う。磁力線に捕捉された荷電粒子は、フィ ルター磁石に向かって輸送する一方、磁力 線垂直拡散によって、フィルター磁場領域 を跨いで引出し領域に拡散する。 磁力線垂直拡散の拡散係数は、

$$D_{\perp} = \frac{k_{\rm B}T}{m\nu} \left(1 + \frac{\omega_{\rm C}^2}{\nu^2}\right)^{-1}$$

(7-9)

であり、電子やイオンの衝突周波数vが、サ イクロトロン周波数に対して十分高いと、 磁力線がない場合と同様の拡散係数で、プ ラズマ粒子が磁力線を跨いで拡散すること を表す。一方、磁気フィルター効果を説明す る上で重要な衝突過程が、4.2節で議論した クーロン衝突である。クーロン衝突周波数 は、(4-20) 式から

$$v_{\rm CC} = \frac{q_{\rm A}^2 q_{\rm B}^2 n_{\rm B} \ln \Lambda}{8\pi \varepsilon_0^2 \mu^2 u^3} \propto u^{-3}$$

(7-10)

という形を取り、衝突する2粒子の相対速 度の3乗に反比例する。この相対速度が、 プラズマ温度(平均エネルギー)を用いた熱 速度程度であると考えると、衝突周波数は 電子・イオンのエネルギーの一3/2 乗に比例 する。つまり、低エネルギーの荷電粒子ほど 衝突周波数は高い。結果的に、プラズマ生成 室から輸送される電子やイオンの内、エネ ルギーが低い粒子だけが磁気フィルターを



図 57. 外部フィルター磁石を用いたイオン源.



図 58. QST 那珂研究所 JT-60 イオン源における PG フィルター,テントフィルター配位[32].

透過し、引出し領域へ到達する(図 56)。こ れらの粒子が、引出し領域でも衝突を繰り 返して平衡状態に至ることで、低いプラズ マ温度領域が形成されるのである。

このように、イオン源引出し孔近傍で、低電 子温度領域を形成することが、負イオンの 体積生成、また生成された負イオンビーム の引出しに重要なのである。従来一般的に は、図 57 に示すようなフィルター磁石をイ オン源チャンバーの外部に取り付ける構造 が主流であった。図 41 に示すように、J-PARC イオン源ではフィルター磁石をイオ ン源プラズマ電極直上に取り付けるロッド フィルター配位や、図 58 の QST(量子化 学技術研究開発機構)で開発が進められる JT-60 用イオン源のように PG フィルター やテントフィルター配位のようなものもあ る。PG フィルターは、プラズマ電極表面に kA 級の一様電流を流すことでフィルター 磁場を形成する。一方、テントフィルターは 図 58 のとおり、イオン源引出し孔近傍とイ オン源背面に取り付けた大型の磁石により、 イオン源チャンバーを縦断するフィルター 磁場が形成される。このようにすることで、 大型イオン源の問題の 1 つであるgrad Bド リフトによるプラズマの空間的不均一性を 抑制できる。

8. イオンビームの引出し

イオン源内部で生成されたイオンビームは、 インゲン直下に取り付けられた孔の空いた 2枚電極板の間に高電圧を印加することで、 静電的に引出し・加速される。このとき、重 要となるのは以下の2点である。

▶ パービアンスの制御

イオン放出面 (メニスカス)の形成 イオンビーム加速部の電極板の一方は、多 くの場合、イオン源を構成するプラズマ電 極である。プラズマ電極と、下流にあるもう 一方の電極板の間に印加した高電圧によっ て、イオンビームが引き出されるとともに、 極板間には電荷が蓄積する。この電荷が生 じる空間電荷効果によって引き出されるイ オンビームが制限される。この制限をパー ビアンスと呼び、次節で説明する。また、制 限された極板間の電流と、イオン源プラズ マ中のイオン電流が釣り合うように電極設 計をしない場合、極板間に形成される等電 位面が、引出し孔を介してイオン源内部に 突出した形状を取る、あるいはイオン源引 出し孔を取り囲むように凹んだ形状を取っ





図 59. 電極間の空間電荷制限電流の模式図.

図 60. Child-Langmuir の法則が成立するとき の電位分布.

てしまうことがある。プラズマ中のイオン は、この等電位面に垂直な電場($E = -\text{grad}\phi$)によって引き出されるため、等電 位面が凹凸形状を取ると、加速されるビー ムは発散・収束し、ビームロスの原因とな る。定式的な議論は後に行う。

8.1 パービアンスと Child-Langmuir 則

ここでは、簡単のために図 59 に示すように、 1次元空間内に2枚の極板が極板間距離dで 取り付けられ、その間に電圧Vが印加される モデルを考える。また、片方の極板位置を x = 0とし、こちらの電位を $\phi(0) = 0$ とする。 同様に、対向側の極板位置はx = d、電位は $\phi(d) = -V$ と表される。イオンビームがな い場合、2枚の電極は所謂、平行平板コンデ ンサと同様であり、極板間の電位分布は、

$$\phi(x) = -\frac{V}{d}x$$

(8-1)と表される。この一方、実際のイオン源加速 部では、極板間にプラズマ中から引き出さ れたイオンが空間分布する。これらのイオ ンは、プラズマ電極 (x = 0) から引出電極 (x = d)に向かって加速される。このとき、 引出電極近傍のイオンは、十分な加速を受 けているため、滞在時間は短い。プラズマ電 極の付近では、速度の小さいイオンが比較 的に長時間滞在するため、電荷密度は高い。 この領域の電荷分布は、プラズマ生成室か らのイオン流入と引出電極へのイオン流出 の釣り合いによって決定される。そのため、 プラズマ生成室からのイオン供給が高く、 流出とのバランス状態が崩れると、プラズ マ電極付近では電荷密度が増加する。電極 付近の空間電荷が増えると、正の電荷によ り、この領域における電位 $\phi(x)$ は上昇する。 そのため、プラズマ電極とこの領域の間に、 ビーム加速方向と逆方向の電場が形成され るため、プラズマ生成室からのイオン流入 量は減少する(図60)。これと対照的に、プ ラズマ生成室からのイオン流入が減少した 場合は、極板間のプラズマ電極近傍領域で 電位φ(x)が低くなり、その結果より多くの イオンがプラズマ中から引き出されること になる。結果として、プラズマ電極付近の電 位勾配は

$$\left. \frac{d\phi(x)}{dx} \right|_{x=0} = 0$$

(8-2)

が保たれる。 さて、電極間の電荷密度*p*に対する連続の式 を得る。適当な変数変換

$$\frac{d\rho(x)}{dt} + \frac{d}{dx}(\rho(x)\nu(x)) = 0$$

(8-3)

から、定常状態では電流値 $j(x) = \rho(x)v(x)$ に対して

$$\frac{dj(x)}{dx} = 0$$

(8-4)

が成り立つ。これより、極板間のどの位置x においても、電流値が保存される。位置x = 0におけるイオンビーム電流を $j(0) = j_0$ と 置くと、

$$\rho(x) = \frac{j_0}{v(x)}$$

(8-5)

の関係が得られる。また、電位 $\phi(x)$ 上のイ オンは、エネルギー保存則から

$$\frac{1}{2}mv(x)^2 + e\phi(x) = 0$$
$$\Rightarrow v(x) = \sqrt{-\frac{2e\phi(x)}{m}}$$

(8-6)

が成り立つ。ただし、 $\phi(x) \leq 0$ である。これ を用いると、位置xの電荷密度は、

$$\rho(x) = j_0 / \sqrt{-\frac{2e\phi(x)}{m}}$$

(8-7)

と変形でき、これより Poisson 方程式

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{j_0}{\varepsilon_0} \sqrt{-\frac{m}{2e\phi(x)}}$$

(8-8)

$$X = \frac{x}{d}, \Phi = \frac{\phi}{(-V)}$$

(8-9)

を以て Poisson 方程式を変形する。

$$\frac{d^2\Phi}{dX^2} = \alpha \Phi^{-1/2}$$

(8-10)

ただし、

$$\alpha = \frac{j_0}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{d^2}{V^{3/2}}$$

(8-11)

である。Poisson 方程式の両辺に $d\Phi/dx$ を 乗じて積分することで、

$$\frac{d\Phi}{dx} = 4\sqrt{\alpha}\Phi^{1/4}$$

(8-12)

の形を得る。位置x = dにおける境界条件 $\Phi(X = 1) = 1$ を適用することで、 $\alpha = 4/9$ と 求められ、これより

$$j_0 = \frac{4}{9}\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m}} \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

(8-13)

と、引き出されるイオンビーム電流値と、電 極間の印加電圧、および極板間距離の関係 を得ることが出来た。ここでは、一般的に、 イオンの価数 Zを追加した。電極間の印加 電圧Vと距離dが与えられるときの電流値 j_0 を、Child-Langmuir の空間電荷制限電流と 呼ぶ。また、電流密度 j_0 に、イオン源引出し 孔の面積 (πa^2)を乗じて得られる全イオン ビーム電流値を、印加電圧の $3/2 \oplus (V^{3/2})$ で割った値をパービアンスと呼ぶ。これに より、同じイオン源プラズマに対し、電極孔 の直径 2aと電極ギャップdを決める設計の 指標として用いられる。また、電位分布は

(8-12) 式の解から、
$$\phi(x) = -V\left(\frac{x}{d}\right)^{4/3}$$

と求められる。

8.2 メニスカスの形成

決められた印加電圧と電極間ギャップに対し、静電加速部における最大の電流値j₀が Child-Langmuir 則から与えられる一方、イ オン源プラズマ中から静電加速部に供給さ れる電流値は、4.4節で扱ったイオン音速Cs を用いて

$$j_s = en_i Cs = en_i \sqrt{\frac{k_{\rm B}T_{\rm e}}{m_{\rm i}}}$$

(8-15)

(8-14)

と表される。この電流をイオン飽和電流と 呼ぶ。プラズマから加速部へ供給されるイ



図 61. 電極間ギャップdが, イオンシースd_{IS}より短い場合のメニスカス形状.



図 62. 電極間ギャップdと、イオンシース d_{IS} が同じ場合のメニスカス形状.



図 63. 電極間ギャップdが, イオンシースd_{IS}より長い場合のメニスカス形状.

オン電流と、加速部内のイオン電流値は等 しいとき、前述した Child-Langmuir 則に よる電位勾配 $d\phi/dx = 0$ の面が、プラズマ 電極位置x = 0に現れる。この等電位面を、 メニスカスと呼び、イオン源引出し孔近傍 におけるイオンビームの放出面を表す。一 方、電極間の空間電荷制限電流に比べ、イオ ン飽和電流が小さいと、プラズマ電極位置 の電荷密度が低い状態が維持される。その 結果、メニスカスはプラズマ電極からイオ ン源内部に入り込むことになる。

イオン飽和電流と空間電荷制限電流が等し い場合、

$$d_{\rm IS} = \frac{2}{3} \left(\frac{\sqrt{2}\varepsilon_0}{e}\right)^{1/2} n_{\rm i}^{-1/2} (k_{\rm B}T_{\rm e})^{-1/4} V^{3/4}$$
(8-16)

という関係が得られる。この距離をイオン シース距離と呼び、イオン源加速部の電極 間ギャップが $d = d_{IS}$ の関係にあるとき、図 61-63に示すように、イオン放出面はプラ ズマ電極位置に来る。一方、 $d < d_{IS}$ の関係 を満たす電極ギャップを設計した場合、上 述の議論から、メニスカスはイオン源内部 に入り込む。その際、メニスカスはイオン源内部 に入り込む。その際、メニスカスはプラズマ 側に凹んだ形状を取る。すると、凹レンズの ように、イオンビームは収束ビームとなり、 電極近傍で焦点を持つ。一方、 $d > d_{IS}$ の条 件では、イオン源加速部へのイオン供給が 高く、メニスカス表面は電極間に突出する。 このときは、凸レンズ宛ら、イオンビームは 発散ビームとなる。

<u>9. J-PARC のイオン源</u>

本節では、これまでのイオン源の種類に関 する説明を踏まえ、J-PARC で従来使用さ れていた LaB₆フィラメント負水素イオン 源と、現在利用される内部アンテナ方式の 誘導結合型 RF 負水素イオン源を紹介する。 J-PARC は陽子加速器であるが、イオン源 からは負水素イオン(H)ビームを生成し、 リニアックで加速する。J-PARC リング加



図 64. J-PARC LaB₆イオン源[33].



図 65. J-PARC RF イオン源 (再掲) [23].

速器 (3 GeV シンクロトロン; RCS) では、 ビーム輝度を増すために RCS を周回する 陽子ビーム中に新たに陽子を追加する必要 がある。陽子ビーム中に新たに陽子を追加 する場合、周回するビームとリニアックか らのビームを合流させる必要があるが、こ れをコイルによる一様磁場で行うことは難 しく、ビームロスの原因となる。一方、負水 素イオンは陽子とほぼ同じ質量で、電荷を 反転させた粒子であるため、リニアックか ら RCS への合流部のビームラインを、RCS の陽子ビーム軌道と正反対に作ることで、 一様磁場によってビーム軌道の合成を行う ことが可能である。RCS 内で陽子ビームに 合流した H⁻ビームは、ストリッパフォイル

と呼ばれる荷電変化フォイルを通過するこ とで電子が剥ぎ取られ、陽子に変換される。 図 64 に示す従来の J-PARC イオン源は、 フィラメント放電型・マルチカスプ負水素 イオン源であり、2006年11月から2014年 7 月までの J-PARC ユーザー利用運転に用 いられた。フィラメントには、六ホウ化ラン タン (LaB₆) を材料として使用する。6.4 節 でも述べたとおり、LaB6は仕事関数が 2.5 eV とタングステンの 4.5 eV 程度と比較し て低いため、熱陰極として用いる場合に比 較的に低温でも十分な電子放出電流を得る ことが可能である。低温でのフィラメント 運転は、スパッタリングや蒸発の影響が小 さく長寿命の利点がある。J-PARC 利用運 転時(ビーム電流 17 mA)の条件下では、 フィラメントイオン源としては長寿命の 1200時間を2012年までに達成した。表& には、LaB6フィラメントイオン源の主要な パラメータを示した。Hビーム電流は、セ シウム導入なしの条件にもかかわらず、50 日程度の通常運転で22 mA、3 日間の大出 カモードで 38 mA と、J-PARC 第1期大電 流化目標値 36 mA を達成している。

一方、2015年の J-PARC 第2期における大 強度目標は 60 mA であり、これを達成する ため、誘導結合型 RF イオン源(図 65)の 開発が 2012年から開始された。RF イオン 源は、内部アンテナ方式・誘導結合型のマル チカスプ RF イオン源であり、H・電流値を 増加させるためのセシウムオーブンが取り 付けられる設計である。2014年9月からの ユーザー利用運転では、当初 33 mA の H⁻ ビーム供給(リニアック 30 mA)から始ま り、2016年には45 mA(リニアック 40 mA) と着実にビーム電流を増やしてきている



図 66. J-PARC Front-End 部(イオン源 + LEBT(Low Energy Beam Transport) + RFQ(Radio Frequency Quadrupole)).

[34]。また、加速器スタディでは、イオン源 から 59 mA (リニアック 50 mA 条件)を 2015 年に達成し、2017 年と 2018 年には、 イオン源 72 mA (リニアック 60 mA 条件) を引き出し、第 2 期大強度化目標を達成し た。このような背景には、イオン源フィルタ 一磁場構造の改良により、負水素イオンの 親粒子である H+や H₂+を、効率よくセシウ ムを付着させたプラズマ電極表面(低仕事 関数)に入射させた影響が大きい。

また、大電流化と同時にビーム電流値の揺 らぎも抑えられている。イオン源直下の LEBT に挿入した変流器(slow current transformer; SCT、図 66)で測定したビー ム電流値を維持するため、イオン源の制御 系にフィードバック(FB)を採用している。 J-PARC のようなセシウム添加型のイオン 源では、オーブン内で高温蒸気化したセシ ウムを、定期的にイオン源チャンバー内に 噴出させ、プラズマ電極表面に堆積させて いる。一方、(i) セシウムは然るべき時定数 で金属表面から脱離し、ポンプによって排 気されてチャンバー内から失われる。する

	Trend Frame		
2015/06/02 12:10 to 2015/0	6/02 15:15		
	1	10.0-1	00
ار الرجين عاد التلبية بلغا وبالمانا الماليات واللبه لحاماتها المتر الميام وبالالات المانا الرجائية.		9.5 9	5
		9.0 9	°
①Cs减少 ③EBI-FZ	Cs Spectrum	8.5 - 63	2
		8.0 - 81	1
		7.5	2
	Lun		1
② FBによるRF (④ RF投入パワー	RF Power(%)	60 6	2
- 投入パワー上昇 減少		5 5 . 5	
		5.0 5	
		4.5 -43	5
		4.0 -4	
		3.5 - 3	5
	Boom Current (mA)	3.0 -3	6
	Beam Current (mA)	2.5 - 2	5
a ai+→		2.0 -2	4
FB		1.5 -1	5
	Cs Valve	1.0 1	0
 3 Csバルブ開 	(l=open)	0.5 5	1
12:15 12:30 12:45 13:00 13:15 13:30 13:45 14:00 14:15 Time	5 14:30 14:45 15:00 15:15	10.0 0	l

図 67. FB 動作時の Cs スペクトル強度 (緑), RF 投入パワー (赤), ビーム電流 値(青), および Cs 導入用バルブ開信号 (黒)のトレンドグラフ.

表 6. J-PARC イオン源ユーザー利用運転時の各 パラメータ.

ビーム電流	46.7 mA
2MHz RF パワー	16.7 kW
H2ガス流量	21 sccm
引出し電圧	9.8 kV
加速電圧	42.5 kV

と、H'生成に重要な 0.5-0.6 原子層程度の セシウム付着が維持できなくなり、SCT に おけるビーム電流は低下する。このとき、 (ii) FB ではアンテナコイルに印加する RF パワーを増加させることで、プラズマ密度 (H'の親粒子)を増やし、SCT で測定され る電流値を維持する。しかし、その後もセシ ウムは減り続けるので、RF パワーは増え続 けることになる。(iii) RF パワーが、設定し た上限値を超えた場合に、第二の FB が動 作し、セシウムオーブンのバルブを開くこ とで、再度セシウム蒸気がイオン源チャン バー内に噴出される。(iv) Cs 導入により、 RF パワーは再度低下する。このような FB

研究施設	イオン源	ビーム電流(mA)	Duty factor (%)	エネルギー(keV)
J-PARC	Filament	38	1.25	50
J-PARC	RF	72	1.5	50
LANL	Filament	16.5	12	750
CERN	RF	60	0.1	45
TRIUMF		15	100 (DC)	28
KEK-PS	Filament	30	0.4	750
SNS	RF	60	6	65
BNL	Magnetron	100	0.75	38
RAL	PIG	60	10	22

表 7. 世界の粒子加速器におけるビーム電流と duty factor、およびビームエネルギー.





を繰り返すことで、現在はビーム電流の揺 らぎは±0.2 mA以下と、極めて安定した水 準に収まっている。図 67 には、FB 動作時 のイオン源内における Cs スペクトル強度、 RF 投入パワー、LEBT-SCT におけるビー ム電流値、および Cs 導入用バルブの開閉ト リガ信号のトレンドを示した。

また、運転開始直後の2014年には1日あたりの静電加速部内における放電頻度が10回を超えることがあり、50keVのビーム供給に支障を来す懸念があった。放電の主な原因は、イオン源へのセシウム導入量が過多になることで、電極板周辺の絶縁材

などにまでセシウムが付着することで、耐 電圧が維持できなくなるためである。これ を解決するため、セシウム導入量を減らす 対策として、Oリングポートの気抜き加工 の追加や、セシウム導入過多を防ぐための 運転手法を確立することで、現在は数日に 1度以下の放電頻度と、ビーム利用運転に 支障が無いレベルまで抑えることに成功し ている。2018年現在におけるRFイオン源 の主な運転パラメータを表6に示した。

アンテナコイルのメンテナンス期間延長も 課題とされている。フィラメントイオン源 では、アーク投入パワー15kW程度で1200 時間までは、イオン源メンテナンスが不要 という状況であった。一方、内部アンテナ方 式の RF イオン源では、釉薬でコーティン グされた銅製のアンテナコイルが、イオン 源チャンバー内に取り付けられる。そのた め、アンテナコイルはプラズマ中に曝され ることになるが、誘導電磁場を形成するた め交流電流を印加するために、アンテナコ イルの導線はプラズマとは絶縁される必要 がある。しかし、コイルの表面に0.1 mm 以 下のオーダーのクラックやピンホールがあ るだけでも、その付近の電界強度が増える ため、イオンなどが高速で衝突するように なる。すると、過度な熱負荷がコイル表面の 1点に集中し、釉薬コーティングがスパッ タで剥がれるため、アンテナコイルとプラ ズマの絶縁が維持できなくなる。利用運転 では、2014年当初は1.5ヶ月の連続運転か ら初め、2018年前半期には3ヶ月連続運転 (2.201時間)と最長記録を更新した。

イオン源の長寿命に関しては、J-PARC は 世界最長の記録を保有していることになる。 他の粒子加速器用 H-イオン源における、現 在のビーム電流値と duty factor の値を表 7 および図 68 に示す。各施設では、ビームの 用途や照射時間により、イオン源の電流値 は duty factor は決められてしまうため、本 表で一概に性能差を比較することは出来な い。しかし、一方でピークビーム電流値を向 上させる手法を予め確立しておき、リング 加速器やユーザー側の大強度スタディに対 応できるようにすることは、特に J-PARC のような加速器複合施設において重要と言 える。

<u>10. さらなるイオン源性能向上のために</u>

1章で述べたとおり、多くのイオン源には、 性能向上に向け、ビーム大電流化や収束性 の向上、イオン源寿命の延伸といった共通 の課題がある。これらを経験的・職人的な方 法で行う段階は終焉を迎えつつあり、プラ ズマ挙動やビーム粒子の生成・輸送過程へ の影響を予測した上で、イオン源装置設計・ 運転条件をデザインすることが重要となっ てきている。本節では、その一環として有効 な手段であるイオン源プラズマのシミュレ ーションの歴史と現状、J-PARC 大強度化 への応用について説明したい。

10.1 イオン源プラズマの数値シミュレー ション研究

イオン源分野においては、主要な物理機構 と装置設計を結びつけることが、他分野に 比べて困難であった。その理由の1つは、 イオン源内部のプラズマ生成やビーム輸送 過程において、これまでの章で解説したよ うな複数の相互作用が競合するため、極め て非線形性の強い物理現象が生じることが 挙げられる。

このような物理を理解するため、プラズマ に対する数値シミュレーション研究が多く の分野で進められている。しかしながら、イ オン源のシミュレーションは欧米で精力的 に進められる一方、日本国内におけるイオ ン源シミュレーションモデルの開発は、慶 應大や核融合研、J-PARC など数少ない拠 点でしか見られない印象がある(筆者には)。 このような懸念から、本章では、イオン源プ ラズマの数値シミュレーションの歴史的な 変遷を解説し、現在のシミュレーションの 状況について紹介することで、プラズマシ ミュレーションをイオン源設計に活かした い人の助けとなるような内容を目指す。

10.1.1 振動励起準位に対する 0 次元準定常 レート方程式モデル

プラズマの数値シミュレーション研究自体 は、歴史が古い。筆者が知る限りでは、1980 年台初期に Bacal,らが負水素イオンの体積 生成量を予測するため、7.2.1節で説明した 水素分子の振動励起準位に対する、準定常 0 次元レート方程式を計算したモデル [25,35]が、現在のプラズマ、原子・分子シ ミュレーションの元となっている。ここで、 0 次元とは、イオン源内部のプラズマ密度 が完全に一様である仮定を意味する。また、 準定常近似の詳細は後述するが、所謂定常 状態($\partial/\partial t = 0$)と考えて差し支えない。 レート方程式は、3.3節や7.2節で説明した とおり、プラズマ中の各粒子密度の時間変 化($\partial n/\partial t$)を計算する時間微分方程式で、 右辺には、対象粒子の生成と消滅のレート

(単位時間・単位体積あたりに目的の反応 が起こる回数)、および壁への流出フラック スやフィラメントなどからの流入フラック スが代入される。

 $\frac{\partial n_{j}}{\partial t} = n_{A} n_{B} \langle \sigma_{\text{prod}} v \rangle - n_{j} n_{C} \langle \sigma_{\text{loss}} v \rangle$ $+ \Gamma_{j}^{\text{in}} - \Gamma_{j}^{\text{out}} \qquad (10\text{-}1)$

ここで、n_iはレート方程式で計算する対象 の密度で、n_A, n_B, n_Cは生成・消滅反応に関連 する粒子密度を表す。反応断面積 $\sigma_{\text{prod}}, \sigma_{\text{loss}}$ は、実際のレート方程式では、1つの項だけ でなく、例えば水素のイオンに対しては、 3.3 節の表 1 に示されるようないくつかの 反応過程を含める必要がある。流入フラッ クスΓⁱⁿは、通常は考えない粒子が多いが、 フィラメント陰極を用いるイオン源や PIG イオン源では、電子に対して陰極からの電 子放出電流密度((6-18)式など)を考慮す る。また、ガス分子なども、導入ポートから の入力フラックスを考えることがあるが、0 次元モデルの場合はガスの基底準位密度を 一定値として扱うことが多い。一方、流出フ ラックス_{Γi}^{out}は、特に消滅反応の断面積が 小さい粒子種に対して、生成項との釣り合 いを解く上で重要である。一般的には、適当 な時定数τで対象粒子密度を割ったもの

$$\Gamma_{j}^{out} = \frac{n_{j}}{\tau}$$

(10-2)

を用いる。原子やガス分子などの中性粒子の場合は、ガス温度Tgasとイオン源チャンバーの特徴的なサイズLから、時定数を

$$\tau = L \Big/ \sqrt{\frac{2k_{\rm B}T_{\rm gas}}{m_{\rm gas}}}$$

(10-3)

のようにして算出する。一方、電子やイオン など荷電粒子は、磁力線に結びつくため、単 純にチャンバーサイズを熱速度で割ったも のでは正確な値で無い場合が多いため、荷 電粒子の精度を得ることが難しい。



図 69. (図 49 再掲) Hiskes らによって計算さ れた, 電子温度 $T_e = 1 \text{ eV}$, 電子密度 $n_e =$ 10^{16} m^{-3} , 分子温度 $T_{H2} = 500 \text{ K}$ 条件下での振動 励起準位ポピュレーション(基底準位v = 0に対 する励起準位の割合). 図の口と●は, それぞれ 分子密度を $n_{H2} = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ および $n_{H2} = 4 \times$ 10^{20} m^{-3} と与えた場合に対応する[25].

Bacal らは、このレート方程式を水素分子 の振動励起準位($H_2(X^1\Sigma_g^+, v = 0 - 14)$)に 適用することで、負水素イオンの体積生成 量を予測した。レート方程式を各励起準位 ごとに並べ、準定常近似

$$\frac{dn_{\rm H2}(v)}{dt} = 0$$

(10-4)

を励起準位 ($v \ge 1$) に対して代入し、かつ 基底準位 (v = 0) における分子密度は一定

 $n_{\rm H2}(v=0) = \text{constant}$ (10-5)

と仮定すると、14 個の未知数n_{H2}(v=1-14)に対して、同数の連立方程式



(10-6)

が成り立つ。このような場合、数値計算コス トは低く、行列式を解くことによって各励 起準位ポピュレーションを得ることが可能 である。Bacal らは、図 69 に示すように、 電子温度を 1 eV の低温プラズマ条件を作 り出すことが、負イオンの親粒子である高 準位の振動励起分子v > 8の生成に重要で あることを見出した。

日本国内でも、準定常 0 次元励起準位シミ ユレーションは、Fukumasa らによって 1980年台後半に進められ[36]、水素分子の 励起準位のほかに、水素原子(H⁰)を連立 したレート方程式モデル計算を実行し、流 出フラックスの項に壁係数γ₁,γ₂の影響を 含めている。壁係数 γ_1 は水素原子の表面再 結合過程であり、 γ_2 は振動励起状態にある 水素分子の、表面脱励起による基底状態へ の遷移確率を表す。計算から、壁材料には表 面再結合確率が高く ($\gamma_1 \sim 1.0$)、表面脱励起 確率が低いもの ($\gamma_2 \ll 1$)を用いることの 重要性が指摘された。

10.1.2 電子エネルギー分布関数 (EEDF) の計算モデル

前節でも触れたが、負イオンの体積生成に は、高速電子による振動励起分子の生成

 $H_2(v < v') + e_{fast} \rightarrow H_2(v') + e^-$ (10-7) および、高準位振動励起分子と低速電子に よる解離性付着反応

 $H_2(v') + e_{slow} \rightarrow H^- + H + e^-$ (10-8) が重要であることが、10.1.1 節の 0 次元モ デルからも指摘されたが、電子のエネルギ ーに関する理解が必要であった。Bretagne



図 70. Gorse らによって計算されたフィラメン トイオン源 (アーク電圧 $V_d = 90V$, アーク電 流 $I_d = 10A$)内の EEDF [37, 38].

や Gorse らは、イオン源プラズマ中におけ る電子エネルギー分布関数 (EEDF; Electron Energy Distribution Function) を Boltzmann 方程式

$$\frac{\partial F(\varepsilon, t)}{\partial t} = -\left(\frac{\partial J_{\rm el}}{\partial \varepsilon}\right) - \left(\frac{\partial J_{\rm el}}{\partial \varepsilon}\right)_{\rm CC} + {\rm In} + {\rm Ion}$$

+ Sup + Rot + S - L (10-9) から計算する 0 次元モデルを構築し、EEDF と分子の振動励起準位の同時計算を実施し た[37,38]。上式の第 1 項および第 2 項は、 それぞれ電子間の弾性衝突およびクーロン 衝突によるエネルギー空間内の分布関数の 拡散を表す。また、In,Ion,Sup,Rotは、電子・ 中性粒子間の非弾性衝突過程、電離過程、弾 性衝突過程、回転準位励起過程によるエネ ルギー空間内の電子フラックスを表す。生 成項Sは、フィラメントからアーク電圧分の エネルギーで加速される電子放出電流であ り、消滅項Lは壁流出フラックスと再結合過 程によって与えられる。

図 70 には、Gorse らによって計算されたフ ィラメント放電型イオン源内部の EEDF を 示す。この計算モデルから、重要な 2 つの 事実が結論付けられている。1 つは、EEDF の形成に、クーロン衝突によるエネルギー 緩和が強く影響する点である。もう 1 つは、 イオン源内部の EEDF は、本テキスト 3.1 節で扱ったような Maxwell 分布にはならな いことである。

このことから、一般的にイオン源内部の字 反応過程を知るためには、parametric に与 えた電子温度・密度に対するレート方程式 を計算するだけではなく、EEDF を計算す る必要があることが示された。その一方、 10.1.1 節でも触れたとおり、電子の消滅項、 特に壁流出フラックスの値は、イオン源内 部に形成される磁力線によって電子が捕捉 される影響から、正確な評価が難しい。これ を解決するためには、イオン源実形状・実磁 場配位に基づく電子輸送を計算する必要が ある。

<u>10.1.3 電子の軌道計算</u>

イオン源内の実磁場配位中における初期電 子の軌道計算は、Ohara によって試みられ た[39]。このモデルでは、10.1.2 で紹介した 電子の Boltzmann 方程式とは異なり、磁場 中の電子の3次元運動方程式

$$\frac{\Delta \boldsymbol{x}}{\Delta t} = \boldsymbol{v},$$

$$\frac{\Delta \boldsymbol{v}}{\Delta t} = \frac{q}{m} (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$$

(10-10)

を直接解く。イオン源ごとの3次元磁場分 布を予め入力しておくことで、磁場設計ご との電子軌道から、イオン源の閉じ込め性 能を評価することが可能である。図71には



図 71. Ohara らによるフィラメントイオン源内 の高速熱電子軌道計算結果[39].

Ohara らによるフィラメントイオン源内の 高速熱電子に対する軌道計算結果を示した。 3 次元磁場分布データは、磁石位置・寸法な どから表面磁化モデルを適用するなどして 得ることが出来る。特に、マルチカスプ磁場 構造のイオン源の場合、磁石の配置によっ てはチャンバー壁近傍で弱磁場領域が形成 され、そこからプラズマ粒子が流出するた め、このような磁場設計検討は非常に重要 である。

10.1.2 節で説明した分布関数を直接計算す るモデルとは異なり、1つ1つの粒子に対 する方程式を計算するこのようなモデルは、 粒子シミュレーションと総称される。この 電子軌道の計算は、フィラメントイオン源 など、陰極放電型のものにのみに適用され る。扱われる電子は、陰極から放出した直後 の熱電子である。フィラメントから生成さ れる電子は、6.4.3節で説明したとおり、ア ーク電圧に相当するエネルギーまで加速さ れて真空チャンバー内に放出される。この ような高エネルギーの電子は、他の粒子と の衝突による運動量移行や、原子・分子過程 による反応エネルギーを失いながら平衡分 布に近づこうとする。このようにして平衡 状態で得られる EEDF を軌道計算から知る ためには、3次元的な磁場分布の影響だけ でなく、シースポテンシャル(4.4節)など による電場の影響や、クーロン衝突(4.2節)、 非弾性衝突過程(3.2,3.3節)による実空間・ エネルギー空間内の拡散の影響を合わせて 計算することが重要になる。しかし、衝突を 含めた分布関数の計算を、粒子シミュレー ションから、統計的に十分な精度で行うた めには、105個以上のオーダーの粒子数が要 される。上述のシミュレーションが行われ





た 1980 年台では、計算資源が不十分である 中、軌道解析は計算コストを抑えつつもイ オン源設計に十分威力を発揮し、現在でも 重要な役割を担っている。

10.1.4 衝突過程を含めたプラズマ輸送の 有次元モデル

1990年台には、Holmesや Ogasawara ら が負イオン堆積生成に関わるプラズマ輸送 過程、特にフィルター磁場を横切る際の電 子の温度・密度変化を理解するために、磁力 線への補足と衝突による拡散の影響を考慮 したプラズマ流体の1次元モデルを確立し た[40 – 42]。基礎方程式は、粒子とエネル ギーに対する流体方程式

$$\Gamma = -\frac{\sigma}{e}E - D\frac{dn}{dx} + \frac{1}{2}D_T\frac{dT}{dx},$$
$$Q = -\mu E - TD\frac{dn}{dx} - 1.92TD_T\frac{dT}{dx},$$
(10-11)

であり、係数

$$\sigma=ne^2\frac{\tau}{m}(\omega\tau)^{-2}$$

(10-12)

は電気伝導度を表す。ここで、 ω および τ は サイクロトロン周波数と平均衝突時間を表 し、フィルター磁場のような強磁場中では $(\omega \tau)^2 \gg 1$ が成り立つ。また、各係数D = $TA, D_T = nTA$ および $\mu = neTA$ は粒子の拡散 係数、熱拡散係数および移動度である。この ような方程式をイオン源軸方向1次元に取 り、適当な輸送係数を与えることで、フィル ター領域における電子温度・密度の低下が、 7.2.3 節で議論したフィルター磁場強度と 電子の衝突による磁力線垂直拡散によって 決まることを説明した(図72)。

10.2 プラズマの 3 次元 Monte-Carlo シミ ュレーション

2000年台に入ると、計算資源の向上により、 多次元の粒子シミュレーションが可能とな った。Hatayama らは、フィラメントイオ ン源内部のプラズマに対する 3 次元の Monte-Carlo シミュレーションモデルの開 発を行い、前述の流体・軌道シミュレーショ ンの課題であった 3 次元実磁場配位と多種 類の衝突過程 (弾性・非弾性衝突、クーロン 衝突)を同時に解くことが可能となった。こ れにより、プラズマ中の EEDF がどのよう な空間分布を持つか、あるいは支配的な反 応過程の解明が進められている。

10.2.1 フィラメントイオン源内の3次元電 子輸送計算

2000 年以降、電子だけでなく、負水素イオ ンや原子・分子に対しても、多様な Monte-Carlo シミュレーションが実施されてきた [43, 44]。全てを挙げるときりが無いので、 ここでは、特に最近 J-PARC RF イオン源 の解析に関わるものとして、

- ・ 衝突過程を含めた3次元電子輸送計算
- RFイオン源用の3次元粒子輸送・電磁場分布計算

を紹介する。



図 73. Leap-Frog 法の概念図.

3次元の電子輸送計算では、3次元磁場構造 および装置形状が与えられる体系で、基礎 方程式として、電子の運動方程式

$$\frac{\Delta x_{e}}{\Delta t} = v_{e}$$
$$m_{e} \frac{\Delta v_{e}}{\Delta t} = q(E + v_{e} \times B) + F_{coll}$$

(10-13)

を計算する。10.1.3節の電子軌道計算と同 様、3次元磁場データは、イオン源内部を細 分化したメッシュ点ごとに与えられる。こ のような体系で電子のサイクロトロン運動 を計算する場合は、Leap-Frog法[45]が用い られる。例えば、ある時刻tから $t + \Delta t$ にお ける電子位置xeを更新するためには、時刻 $t + \Delta t/2$ 電子速度 v_e の情報が必要であるた め、位置と速度の更新時刻は、計算時間ステ ップの半分Δt/2だけずらして行う必要があ る(図73)。計算技法の詳細は、情報量が多 いので、ここでは概要のみに触れる。興味が ある人は、文献[45-47]を参照にされたい。 また、衝突項Fcollは、3.2, 4.2節などで述べ た弾性・非弾性衝突とクーロン衝突がある。 水素プラズマの場合、非弾性衝突過程とし て、表1に示すような電子・原子・分子・ 正負イオン間の電離、励起、脱励起、再結合、



図 74. 大型のフィラメント陰極放電型負水素イ オン源内部の電子輸送計算結果.フィラメント から放出された熱電子 (55 – 65 eV) が Y 方向 に輸送されて,イオン源上部に蓄積するシミュ レーション結果[47].



図 75. 図 74 の点 A – E における EEDF の空間 分布[47].

解離、解離性電離、解離性励起、解離性再結 合、荷電交換過程などによる運動量移行、ま た電離による 2 次電子生成、再結合による 消滅の影響を、擬衝突法 (Null Collision Method) によって計算する[48]。クーロン 衝突による運動量移行は、メッシュ点ごと のプラズマ温度、密度から決まる分布関数 の平均と分散を満たすように散乱角 Θ の確 率分布関数 $\delta = \tan(\Theta/2)$ を乱数によって決 める。衝突に与る粒子の選択方法も含め、こ



図 76. EEDF から計算されるフィラメントイオン源内の電子温度(左)・密度(右)の計算結果と Langmuir プローブによる測定結果の比較.

の計算技法を二体衝突モデル(Binary Collision Model)と呼ぶ[49]。

このようにして、フィラメント陰極から生 成された高エネルギーの熱電子が衝突を経 てエネルギー緩和される過程を第一原理的 に扱うモデルが構築された。また、プラズマ 定常状態の EEDF を、イオン源の3次元実 形状に対して求めることが可能となり、こ れまでの数値シミュレーションの課題の1 つが達成された。

3 次元実形状粒子シミュレーションの構築 によるもう1つの利点は、イオン源の実形 状、実磁場配位などの設計や運転条件と、測 定不可能なプラズマパラメータの空間分布 を直接比較できるようになったことにある。 図74には、実形状を模した大型負水素イオ ン源内部の磁場勾配に起因する高速電子の grad Bドリフトの様子を示した。また、それ によって空間各位置で計算される EEDFと 電子温度分布を図75,76にそれぞれ示した。 10.1.2 節で議論したように、EEDF は Maxwell 分布(図6)から逸脱し、高エネ ルギーテール成分を持つ。これにより、原 子・分子の電離・解離反応レートが空間的に 不均一となると、負イオン表面生成の親粒 子である水素原子 H⁰や正イオン H⁺の生成 量が空間的に不均一となり、その結果とし て H⁻ビームに空間的な偏りが生まれること を明らかにした。

この計算モデルは、現在は KEIO-MARC

(<u>Kinetic Electron model of IOn source</u> with <u>Multi-cusp ARC</u>) コードとして公開さ れており[13]、研究所との共同研究による ビームー様性改善や、医療機器メーカーの 出資のもとイオン源出力向上に利用されて いる[50]。

10.2.2 J-PARC イオン源内のプラズマ輸送・電磁場計算

前節のモデルは、フィラメント型イオン源 のような定常状態における準中性条件が成 り立つプラズマの輸送計算に有効であるも のの、J-PARC のような誘導結合型 RF イ オン源には適用できない。

6.5.4 節で説明したように、誘導結合型の RFイオン源では、アンテナコイルに交流電 流を印加することで、イオン源内部に誘導 結合型の振動電磁場を発生させ、放電を行 う。RFプラズマが E モードから H モード に遷移すると、周方向に振動するプラズマ 電流によって、誘導結合型電磁場が形成さ れることで高密度プラズマが生成される。

このようなプラズマ輸送過程と電磁場が相 互に影響しあう体系には、Particle-In-Cell (PIC)モデルが用いられる。

PIC モデルは、扱う基礎方程式によって 2 種類に大別される。1 つ目は、静電的な PIC であり、粒子の輸送計算から得られる電荷 密度分布 ($\rho(x)$) を差分化した Poisson 方 程式(簡単のため、1 次元で記述)



図 77. FDTD 法における電場、磁場計算位置.



図 78. PIC-MCC モデルにおける計算フローの 概念図.

$$\frac{\phi_{i-1}+\phi_{i+1}-2\phi_i}{(\Delta x)^2}=-\frac{\rho_i}{\varepsilon_0}$$

(10-14)

に代入するものである。ここで、 ϕ_i , ρ_i は数 値計算を行う体系のメッシュ点 i における 電位と電荷密度、 Δx はメッシュ間隔を表す。 これによって計算される電位 ϕ_i から空間各 点における電場 E_j を計算し、再度プラズマ 輸送計算に用いることで、自己矛盾無くイ オン源内部の過程を計算可能である。 一方、誘導結合型 RFイオン源に対しては、

表 8. J-PARC RF イオン源プラズマモデルの主 要な計算パラメータ.

時間ステップ Δt	1×10^{-12} s
衝突時間ステップ Δt_{coll}	1×10^{-10} s
メッシュサイズΔ x,Δy,Δz	2×10^{-3} m
計算粒子数	10 ⁶ -10 ⁷ 個

電磁場の時間変化の影響を計算する PIC モ デルを用いる。PIC では基礎方程式として Maxwell 方程式

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 (\boldsymbol{j}_{\text{coil}} + \boldsymbol{j}_{\text{plasma}}) + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t},$$
$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t},$$

(10-15)

を計算することで、誘導結合型電磁場を解 くことができる。Maxwell 方程式の差分計 算は、FDTD (Finite Differential Time Domain) 法を用い、数値誤差を抑えて電場 *E*、磁場*B*の更新を行う(図 77)。これと同 時に、電子・イオンの輸送計算を(10-13)



図 **79**. J-PARC RF イオン源アンテナコイル印過 電流の時間変化 (上) およびプラズマ密度の時間 変化 (下). 電子, H⁺, H²⁺密度は, それぞれ赤, 緑, 青線で表される[51].



図 80. J-PARC イオン源プラズマ H モードにお いて, (a) 軸磁場形成時,および(b) 軸磁場が 0 となる時の電子密度分布. Z軸上 (R=0) は、 イオン源チャンバー中心軸を表し, R=Z=0 が ビーム引出し孔中心である. イオン源側壁は R= 60 mm, 天板は Z=120 mm に位置する. ま た、R=20 mm, Z=33, 48, 63 mm 位置には, RF イオン源内部アンテナコイルの断面を示し た. Z<20 mm のチャンバー壁部分は, プラズ マ電極である[51].

式から計算することで、空間各位置におけ るプラズマ電流

 $j_{plasma} = q(n_{ion}v_{ion} - n_{elec}v_{elec})$ (10-16) を求めることが出来る。この粒子シミュレ ーションを Monte-Carlo 法を用いているこ とから、PIC と合わせて、PIC-MCC (PIC-Monte-Carlo Code) と呼ぶ。図 78 に PIC-MCC モデルの概念図を示した。また、表 8 には、主要な計算パラメータを示した。メッ シュサイズ Δx , Δy , Δz と軌道計算の時間ステ ップ Δt の間には、Courant 条件

$$c\Delta t \le \left\{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}\right\}^{-\frac{1}{2}}$$
(10-17)

を満たす[51-53]。

このようなモデルを J-PARC イオン源に適 用した結果を幾つか紹介する。

図 79 には、RF プラズマに対するプラズマ 密度の時間変化を示した。プラズマ点灯直 後の E モード時に 10^{17} m⁻³以下であった密 度は、定常状態の H モードへの遷移するこ とで 10^{19} m⁻³と 2 桁以上の成長を示してい る。定常状態に至った後は、周方向プラズマ 電流による誘導結合型の軸磁場がプラズマ をイオン源中心軸付近に閉じ込める(図 80(a))。一方、軸磁場強度は RF 周波数(J-PARC は 2 MHz)で振動するため、極性が 変化するタイミングで磁場が 0 となり、壁 への流出によるプラズマ密度ロスが周期的 に訪れる(図 80(b))。このような過程が 1



図 81. J-PARC RF イオン源アンテナコイル印過 電流の時間変化(上)および H モード定常状態 におけるプラズマ密度の時間変化(下).



図 82. J-PARC RF イオン源内の H+密度分布.



図 83. J-PARC RF イオン源内の H+密度分布.

周期の間に2度起こるため、Hモード定常 状態におけるプラズマ密度の振動は2MHz の倍の4MHzで生じる(図81)。このため、 プラズマからのBalmer光を調べると、RF プラズマがHモード状態のプラズマに成長 している場合は、RF周波数の2倍の周波数 で発光線強度が振動する。この振動を確認 することで、普遍的な RF イオン源設計に 対してHモードが得られているかを知るこ とが出来る[51]。

大電流化に向けて重要なのは、7.2.2節で説 明した負イオン表面生成過程を促進する設 計指針の提案である。J-PARC イオン源の Hモードプラズマ計算から、図 82のように H+密度は、強い軸磁場によってイオン源中 心部 ($R \sim 0, Z = 60 - 100$ mm) に捕捉され る一方、イオン源引出し孔方向に近づくに 表 9. J-PARC RF イオン源から 40 mA の H⁻ビ ーム出力 (LEBT-SCT) を得るのに必要な投入 パワーの変遷.

期間	RF 投入パワー
2015.12.25 -	36.0 kW
2016.02.18 -	38.3 kW
2016.04.04 -	36.2 kW
2016.06.01 -	34.9 kW
2016.10.02 -	22.9 kW
2016.11.16 -	22.4 kW
2017.01.05 -	24.6 kW
2017.03.08 -	21.8 kW
2017.04.19 -	22.4 kW
2017.10.03 -	16.1 kW
2018.01.05 -	16.7 kW
2018.04.03 -	16.2 kW

つれて、イオン源軸上から逸脱する。これ は、図 83 のようなフィルター磁場によって 磁力線が、フィルター磁石方向に曲げられ るためである。ここで重要なのは、7.2.2 節 で示した負イオンの生成式

 H^{0} , H^{+} , H^{+}_{2} , H^{+}_{3} + wall(low work function)

 \rightarrow H⁻(10-18)

である。H+が入射して H・を生成するための 低仕事関数金属表面は、図 82,83 のZ < 20 mm位置に取り付けられたプラズマ電極 である。特に、引出し孔近傍のテーパー部 に、H+など正イオンの入射フラックスが増 加すると、H・のビーム引出し効率が最も良



図 84. J-PARC RF イオン源フィルター磁石形状 の変遷.

くなる。このシミュレーションから、本来は 負イオン生成領域付近で電子温度を低減さ せるためのフィルター磁石によって、H+の 入射フラックスが調節可能であることが予 測された。実際にフィルター磁石の配位を 改善することで、J-PARC イオン源ではビ ーム電流値の大電流化に成功している。 表9には、J-PARCイオン源において、40 mAのHビーム出力を得るのに必要な、RF イオン源への投入パワーの変遷を示した。 2015 年の 40 mA ユーザー運転開始以降、 36 kW 以上必要とされた投入パワーは、翌 2016 年の夏メンテナンス時のイオン源フ イルター磁石配置改造(図 84)を機に 22 kW 以上まで低下したことで、投入パワー に対するHビームの生成効率が向上してい る[34]。同様に、2017年の夏メンテナンス 以降には、RF 投入パワーが 16 kW まで低 減出来ている[54]。

<u>11. おわりに</u>

本テキストは、イオン源について理解を深 めたい人、イオン源の改造や設計を検討し ている人対象としている。冒頭でも述べた とおり、イオン源の種類や変遷を理解する ためには、プラズマと呼ばれる物質の状態 について、その性質や挙動、反応過程などを 前提として理解する必要がある。

プラズマ挙動を十分に理解することなくイ オン源を設計すると、「何故かビーム電流が でてこない、真っ直ぐビームが出ない」など の事態に陥ることになる。その原因の多く は、ドリフトまでの影響を含めた磁場構造 の検討が不十分であることや、プラズマの 点火位置がイオン源中心でない箇所である ことである。これらの問題は、定量的でなく てもプラズマの主要な輸送過程を疑うこと で解決可能なものも多くある。

本節で述べたとおり、近年では、計算資源の 発展に伴い、数値シミュレーションが非常 に強力な手段となってきている。このよう な計算技法を活用してイオン源設計をする ことで、世界に先駆けた新しいイオン源設 計・高性能化を図ることが出来る可能性は 十分にある。

本テキストを機に、イオン源の勉強、あるい はイオン源プラズマのシミュレーションを 始めてみようと少しでも思う人がいれば幸 いである。

参考文献

- 高木昭, OHO'96 高エネルギー加速器 セミナー「イオン源」,(高エネルギー加 速器科学研究奨励会, 1996).
- [2] 小栗英知, OHO'01 高エネルギー加速 器セミナー「線形加速器(I)ーイオン 源一」,(高エネルギー加速器科学研究 奨励会,2001).
- [3] 竹入康彦, OHO'07 高エネルギー加速 器セミナー「正負水素イオン源と核融 合プラズマへの応用」, (高エネルギー 加速器科学研究奨励会, 2007).

- [4] 石川順三,「イオン源工学」,(アイオニ クス株式会社, 1986).
- [5] Ian Brown, "The Physics and Technology of Ion Sources, Second, Revised and Extended Edition", (Wiley-VCH, Weinheim 2004).
- [6] Francis F. Chen, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion", (Plenum Press, New York 1984).
- [7] 高村秀一,「プラズマ理工学入門」,(森 北出版株式会社 1997).
- [8] R. K. Janev, et al., "Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasma, Cross Sections and Reaction Rate Coefficients", (Springer Verlag, Berlin 1987).
- [9] L. C. Johnson, Astrophys. J. 174, 227 (1972).
- [10] P. T. Greenland, *et al.*, Phys. Fluids
 23, 803 (1990).
- [11] R. Celiberto, *et al.*, Atom. Data and Nucl. Data Tables **77**, 161 (2001).
- [12] R. K. Janev, et al., Julich Report No. JUEL-4105 (2003).
- [13] T. Shibata, *et al.*, Plasma Fusion and Research 9, 1401011 (2014).
- [14] 小栗英知,「負イオンの加速器応用の 最先端」,(日本物理学会 2012 年秋の分 科会 ビーム物理領域合同シンポジウ ム「負イオン科学の新展開 -負イオン 生成の物理とその応用技術-」).
- [15] N. Umeda, *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 522 (2003).
- [16] S. Dashman, Rev. Mod. Phys. 2, 381-476 (1930).

- [17] 栗木雅夫, OHO'06 高エネルギー加速 器科学セミナー「粒子源の設計と現状」, (高エネルギー加速器科学研究奨励会 2006).
- [18] K. Ikegami, *et al.*, Rev. Sci. Instrum.81, 02A717 (2010).
- [19] D. C. Faircloth, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1738 (2004).
- [20] H. Pereira, *et al.*, AIP Conf. Proc. 1515, 81 (2013).
- [21] Y. Belchenko, Rev. Sci. Instrum. 64, 1385 (1993).
- [22] D. Leitner, *et al.*, Rev. Sci. Instrum.79, 02C710 (2008).
- [23] H. Oguri, *et al.*, AIP Conf. Proc. **1869**, 030053 (2017).
- [24] 澤田圭司, 平成 15 年度 平成 18 年 度 科研費補助金 基板研究(C)「振動 励起・輻射輸送を考慮した水素衝突輻 射モデルによる分子活性再結合発光線 の解析」研究成果報告書, 平成 19 年 3 月.
- [25] J. R. Hiskes, *et al.*, J. Appl. Phys. **53**, 3469 (1982).
- [26] C. A. Papageorgopoulos and J. M. Chen, Sufrace Science **39**, 283-312 (1973).
- [27] B. Rasser, et al., Surface Science 118, 697 (1982).
- [28] P. J. M. van Bommel, *et al.*, J. Appl. Phys. **54**, 5676 (1983).
- [29] U. Fantz, *et al.*, New. J. Phys. 8, 301 (2006).
- [30] 浜口智志,村上泉,加藤太治,プラズ マ・核融合学会編,「プラズマ原子分子 過程ハンドブック」,大阪大学出版会

(2011) .

- [31] A. Takagi, *et al*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **32**, 1782-1784 (1985).
- [32] A. Kojima, *et al.*, Fusion Eng. Design 88, 918-921 (2013).
- [33] H. Oguri, et al., "Operation status of the J-PARC ion source", JPS Conf. Proc. 8, 011009 (2015).
- [34] K. Shinto, et al., 17th International Conference on Ion Sources, "Present Status of the J-PARC Cesiated RFdriven H⁻ Ion Source", T4_Tu_11. 15-20 Oct. 2017, Geneva.
- [35] M. Bacal, et al., J. Appl. Phys. 52, 1247 (1981).
- [36] O. Fukumasa, J. Phys. D: Appl. Phys. 22, 1668 (1989).
- [37] J. Bretagne, *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **19**, 1197 (1986).
- [38] C. Gorse, et al., Chem. Phys. 117, 177-195 (1987).
- [39] Y. Ohara, et al., J. Appl. Phys. 61, 1323 (1987).
- [40] M. Ogasawara, *et al.*, AIP Conf. Proc. 210, 596 (1990).
- [41] F. A. Haas, *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. 24, 1541-1550 (1991).
- [42] A. J. T. Holmes, Plasma Sources Sci. Technol. 5, 453-473 (1996).
- [43] A. Hatayama, *et al.*, Rev. Sci. Instrum.73, 910 (2002).
- [44] M. Uematsu, *et al.*, Rev. Sci. Instrum.71, 883 (2000).
- [45] C. K. Birdsall, et al., "Plasma Physics via Computer Simulation", (IOP Publishing, Bristol 1991).

- [46] A. Hatayama, *et al.*, Rev. Sci. Instrum.85, 02A510 (2014).
- [47] T. Shibata, et al., J. Appl. Phys. 114, 143301 (2013).
- [48] K. Nanbu, et al., Proc. Soviet Union-Japan Symp. Comput. Fluid Dynamics, (Computing Center of the USSR Academy of Sciences, 1989), Vol.2, pp.126-132.
- [49] T. Takizuka, et al., J. Comput. Phys. 25, 205 (1977).
- [50] M. Onai, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 87, 02B127 (2016).
- [51] T. Shibata, et al., AIP Conf. Proc. 1869, 030017 (2017).
- [52] T. Shibata, *et al.*, Rev. Sci. Instrum.87, 02B128 (2016).
- [53] R. Courant, *et al.*, Math. Ann. **100**, 32 (1928).
- [54] K. Ohkoshi, et al., Proc. of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, pp. 310-313 (2016).