

学位論文

博士（工学）

慶應義塾大学大学院 理工学研究科

水素負イオン源におけるプラズマの輸送過程と
空間的非一様性に関する研究

平成 25 年度

柴田 崇統

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	核融合反応	3
1.3	中性粒子入射加熱法による核融合プラズマ加熱	4
1.4	負イオン源開発の現状と負イオン非一様性の問題	5
1.5	水素原子輸送の数値モデリングとその課題	10
1.6	負イオン源内における EEDF のモデリング	12
1.7	本研究の目的	14
1.8	本論文の構成	15
参考文献		16
第 2 章	10 アンペア負イオン源内の電子に対する運動論的モデリングによる電子温度分布解析	19
2.1	10 アンペア負イオン源内におけるラングミュアプローブ計測の概要	20
2.2	電子輸送解析の概要	21
2.3	本研究における解析コードの改善点	45
2.4	結果と考察	47
2.5	第 2 章のまとめ	55
参考文献		57
第 3 章	水素負イオン源内の水素原子生成に対する非平衡プラズマの影響	59
3.1	10A 負イオン源内の分光計測系	61
3.2	非平衡 EEDF を考慮した水素原子生成分布解析	63
3.3	水素原子の生成分布と密度分布の関係	68
3.4	解析結果と分光計測結果の比較	70
3.5	H_{α} 線強度分布に対する振動励起分子の影響	74

3.6	第 3 章のまとめ	77
	参考文献	79
第 4 章	水素負イオン源内の非平衡 EEDF を用いた水素原子密度分布及び バルマー線強度分布の解析	81
4.1	水素原子密度分布に関する理論	82
4.2	原子輸送解析及び H_{α} 線強度計算モデル	84
4.3	原子の衝突輻射モデル	96
4.4	CR モデルの妥当性検証	98
4.5	水素原子の輸送解析	102
4.6	水素原子密度分布の解析結果	106
4.7	H_{α} 線発光強度分布の測定・解析結果比較	108
4.8	第 4 章のまとめ	112
	参考文献	115
第 5 章	結論	117

第 1 章

序論

素粒子研究における前段加速器，イオン注入による成膜技術，放射性炭素の年代測定，そして磁気閉じ込め型核融合プラズマ加熱など，負イオン源は粒子源として多様な応用分野を持つ．核融合分野では，高エネルギー・大面積の負イオンビームを生成可能な負イオン源の開発が世界各国で進められている．一方，負イオン源の大型化に伴い，負イオン源内部において負イオン分布が非一様となり，ビームの直進性が失われる．上記の問題解決のためには，負イオン非一様性を決定する物理機構の解明と，一般的な装置設計に対し，負イオンの空間分布を予測する手法の開発が必要とされる．

本論文では，負イオン源内部の非平衡プラズマで生じる負イオンの非一様分布を理解・予測するための数値解析について論じる．解析結果と負イオン源実機の測定結果の比較から，非一様性を決定する主な物理機構を明らかにする．

1.1 研究背景

世界全体のエネルギー消費量は年々増加傾向にあり，今後は人口増加 [1.1]- [1.3] に加え，新興国・開発途上国における社会環境の進展に伴うエネルギー消費量の増加によって，エネルギー需要は急増していくと予想される(図 1.1 参照)[1.1]- [1.6]．その一方で，我が国は資源が乏しく自国内で利用可能なエネルギー源をまかなうことが非常に困難であり [1.7]，また，国境を越えて送電線やパイプライン等を整備してエネルギーを近隣国と融通し合うことも容易ではないため，新たなエネルギー技術開発が特に必要であると考えられる．核融合発電は，技術開発の難しさや研究開発に必要な時間とコストにデメリットがあるものの，(i) 豊富な資源量，(ii) 十分な発電量の安定性供給，(iii) 安全性を満たす点から，長期的な視点ではメ

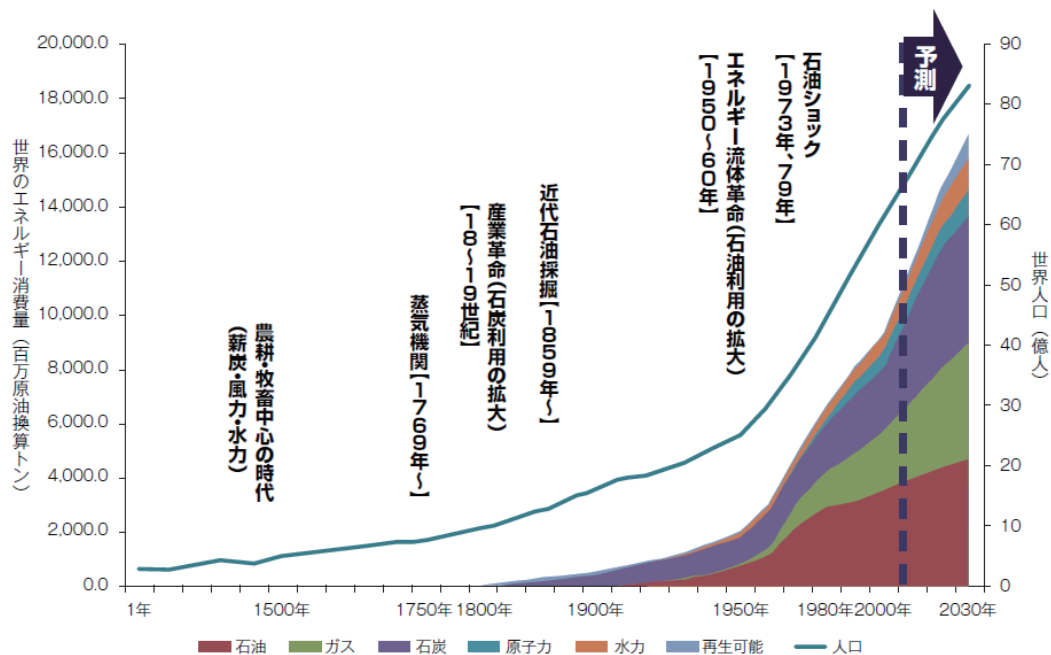


図 1.1 全エネルギー消費の推移 ([1.1]- [1.6]).

リットが大きいと言える。

核融合炉実現のために様々な方法が検討されているが、現在最も注目されている方法は、磁場閉じ込め方式による熱核融合炉である。これは 10^8 K 以上の高温状態、かつ高い数密度^{*1} ($10^{19} - 10^{22} \text{ m}^{-3}$) の水素プラズマを数テスラの磁場によって閉じ込め、水素の原子核同士高エネルギーで衝突させることにより核融合反応を促進する方法である [1.8]。磁場閉じ込め方式の核融合炉に向けた研究は、現在国際協力のもとに実現に向けた研究が進められている。2007 年には国際熱核融合実験炉 (International Thermonuclear Experimental Reactor : ITER) の建設が仏・カダラッシュにて開始され、2019 年の初期プラズマ点火が予定されている [1.9]- [1.11]。核融合実験炉の開発には、日本・EU・ロシア・中国・韓国・アメリカ・インドの 7 極が協力し、実現に向けて動き出している。

^{*1} 本論文で用いる「密度」という用語は、全て「数密度」を表す。

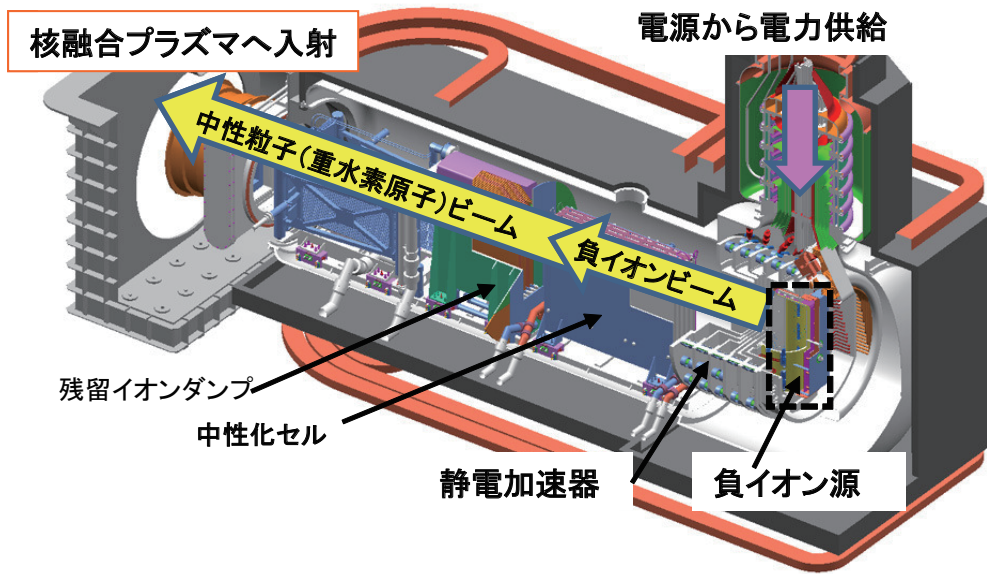
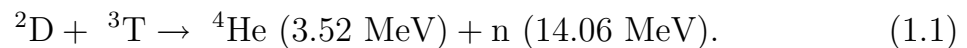


図 1.2 ITER 用 NBI 加熱装置の概念図 ([1.11] より引用).

1.2 核融合反応

現在 DT 反応を使う核融合炉が、実現性が高く、核融合出力が大きいと期待される。



ここで、式内の D, T, He, 及び n はそれぞれ、重水素、三重水素、ヘリウムの原子核と中性子である。核融合炉内において DT 反応を生じるためには、水素（重水素・三重水素）プラズマを高温・高密度で長時間閉じ込める必要がある。水素プラズマの閉じ込め性能を数値化したものは、エネルギー増倍率と呼ばれ、核融合反応による出力パワー P_F と外部加熱による入力パワー P_H の比から、 $Q = P_F/P_H$ で定義される。核融合出力パワーが外部入力パワーと等しくなる条件 ($Q = 1$) を臨界プラズマ条件と呼び、さらに、 $Q \rightarrow \infty$ のときを自己点火条件と呼ぶ。自己点火条件は、核融合プラズマが一度点火すれば外部入力なしで、核融合反応を維持することが可能な条件である。これまで、日本原子力研究開発機構 (Japan Atomic Energy Agency; JAEA) の JT-60 などの核融合実験装置では臨界プラズマ条件である $Q = 1$ が達成され、ITER, JAEA の JT-60SA など今後の核融合実験炉では、 $Q = 10$ 以上が目標とされている [1.8], [1.12], [1.13]。

表 1.1 JT-60U, ITER におけるプラズマ密度と要求される NBI 加熱装置の負イオン電流値 ,
NBI によるビーム入射時間 [1.18], [1.19] .

核融合炉	プラズマ密度 (m^{-3})	負イオン電流値 (A)	NBI によるビーム入射時間 (s)
JT-60U	$10^{19} - 10^{20}$	22	30
ITER	10^{22}	40	3600

1.3 中性粒子入射加熱法による核融合プラズマ加熱

自己点火条件を満たさない核融合プラズマを定常的に維持するためには，外部からのプラズマ加熱が必要とされる．プラズマの加熱方法は，大別して次の二通りである；

1. 中性粒子入射 (Neutral Beam Injection : NBI) 加熱法 [1.14], [1.15] ,
2. 高周波 (Radio Frequency : RF) 加熱法 [1.16], [1.17] .

NBI 加熱法では，炉心プラズマ温度より遥かに高エネルギーの負イオンビームを生成し，これを中性化して水素原子ビームに変換してプラズマに打ち込み，原子のエネルギーをプラズマに与える．電氣的に中性な原子ビームを用いることで，プラズマを閉じ込める数テスラの強磁場に影響されることなく直進し，プラズマを加熱できる．一方，RF 加熱法は，主に電子サイクロトロン波帯 (Electron Cyclotron Range of Frequency ; ECRF)，イオンサイクロトロン波帯，および低域混成波帯加熱法の 3 種類に区別される．現在主流とされる ECRF 加熱法では，100 GHz 程度の高周波を炉心プラズマへ入射する．ITER では，核融合出力 $P_F = 500 \text{ MW}$ に対し，NBI・RF による外部加熱入力として $P_H = \text{数 } 10 \text{ MW}$ を目標とし，エネルギー増倍率 $Q > 10$ が掲げられている．本論文では，特に NBI 加熱技術に関連する負イオン源開発の現状と問題点，及びその解決手法について議論する．

ITER 用 NBI 加熱装置，及び ITER と従来の JT-60U におけるプラズマ密度，NBI 加熱装置の目標性能を図 1.2 と表 1.1 に示す [1.11]- [1.19]．従来の核融合実験装置に比べ，プラズマ密度の高い ITER では，エネルギー 1 MeV，電流 40 A (電流密度 200 A m^{-2}) の負イオンビームを 3600 秒間生成する必要がある．負イオン源内部で生成された水素負イオンは，1 MV を印加した五段の静電加速器で加速され，負イオンビームとなる．

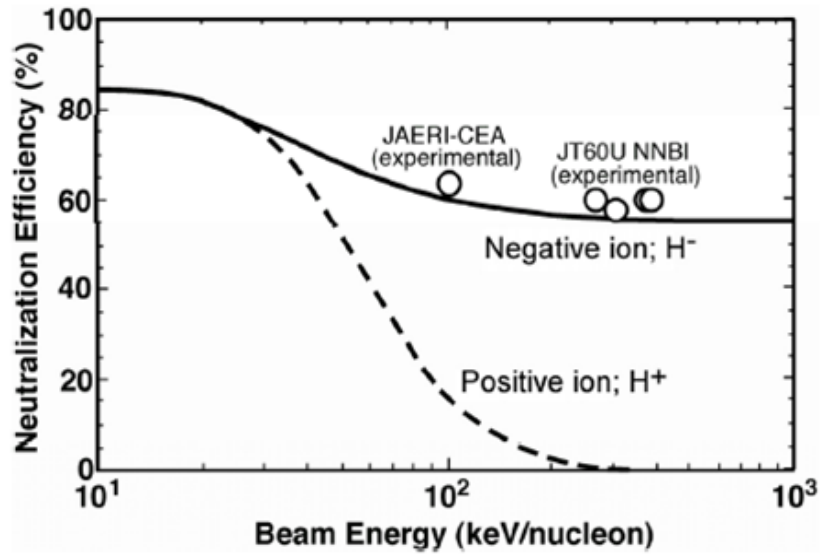


図 1.3 正イオン，及び負イオンの中性原子への変換効率（[1.20] より引用）.

従来，核融合プラズマ実験装置（JAEA の JT-60U など）では，正イオンを中性ビームに変換する NBI 加熱法が用いられてきたが，炉心プラズマが大型化・高密度化するに従い，ビームが中心に到達するために高いビームエネルギーが必要となる．数 MeV 以上の正イオンでは中性ビームへの変換効率が数 % 以下となるため，今後の核融合実験炉では変換効率が 60% 程度である負イオンを用いた NBI 装置の開発が進められている [1.20] ．

1.4 負イオン源開発の現状と負イオン非一様性の問題

1.4.1 JT-60U 核融合実験装置における NBI 入射パワーの損失

NBI 加熱装置の性能向上には，負イオン源で大電流の負イオンを大面積領域から，長時間引き出す必要がある．しかし，負イオン引き出し面積を増加させた従来の JT-60U で用いられた負イオン源では，NBI 加熱法による入射パワー効率は期待された値の 58 % 程度しか得られなかった [1.19] ．この主要原因は，大面積（0.45 m × 1.1 m）の負イオン源から生成される負イオンの空間分布が非一様となること（負イオン非一様性）であると指摘された [1.21], [1.22] ．負イオン分布が非一様になると，静電加速器内の電位分布が偏るために引き出される負イオンビームの一部が加速電極に衝突する．これが装置内に過度な熱負荷を生じ，また放電破壊の原因となるため，NBI による中性粒子ビームの入射時間を長くすることが

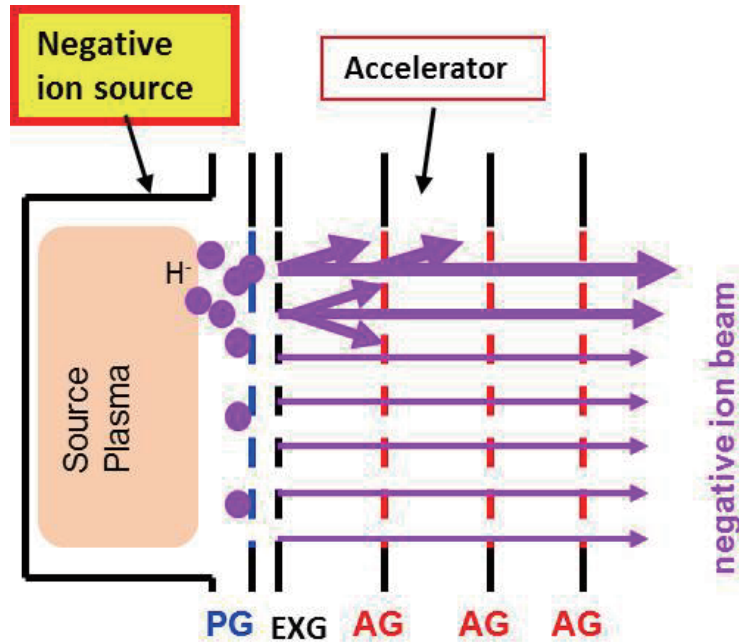


図 1.4 負イオン源内の負イオン非一様性と静電加速器内部の電極への負イオン衝突の概念図．
図中の PG はプラズマ電極 (Plasma Grid), EXG は引き出し電極 (EXtraction Grid), AG
は加速電極 (Acceleration Grid) を表す．

できない．この課題を克服するために，負イオン非一様性の発現機構とその空間プロファイルを決する物理機構の理解が不可欠だが進んでいない．このため負イオンの空間プロファイルを制御する方法は未だ十分ではない．

1.4.2 負イオンの生成過程

NBI 加熱用負イオン源は，負イオンの生成方法によって大きく以下の 2 種類に大別される；

1. 体積生成型負イオン源，
2. 表面生成型負イオン源．

Bacal らによって提唱された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して負イオンが生成される [1.23]．分子と電子間の反応は，以下の 2 段階で記述される [1.24], [1.25]．

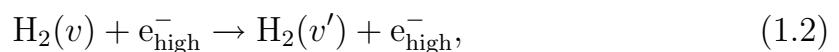
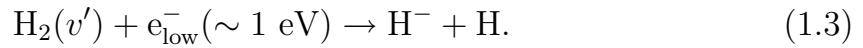


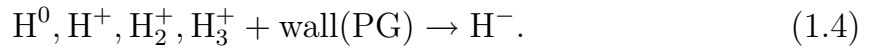
表 1.2 10A 負イオン源のチャンバーサイズ .

方向	チャンバーサイズ (単位 : mm)
X 方向 : 短手方向	$-120 < X < 120$
Y 方向 : 長手方向	$-240 < Y < 240$
Z 方向 : 引出し方向	$0 < Z < 203$



ここで，水素分子の振動励起準位を v ，及び v' で記述した．体積生成過程は，後述の表面生成過程と比較して，セシウムなどの不純物を要しないため負イオン源のメンテナンスが簡便である．

一方，表面生成型の負イオン源ではイオン源に接続されたセシウムオープンから，セシウム気体をチャンバー内に導入する [1.26], [1.27]．負イオン源内のプラズマ電極（図 1.4 の Plasma Grid ; PG）にセシウムの原子層が形成されると，電極表面の仕事関数が減少する．PG 表面に原子や正イオンが入射することで，以下の反応過程により負イオンが生成される；



ここで原子 H^0 の添え字は，電氣的に中性であることを表す．タンゲステン上にセシウムを蒸着する実験は従来多く行われており，タンゲステン表面のセシウム原子層の厚みが平均して 0.6 原子層程度で，仕事関数の値が最小値を持つことが示されている [1.28], [1.29]．従って，最適な負イオン電流を得るためには，PG 表面におけるセシウム原子層の厚みを調整する必要がある．原子層の厚みは，PG 表面の温度，及びセシウムの金属表面に対するリサイクリング量で制御する [1.30]．表面生成型負イオン源はメンテナンスに難点がある．しかし，体積生成型負イオン源と比較して大量の負イオンが得られるため，現在の NBI 用負イオン源は，表面生成型が主流となっている．図 1.5 には，体積生成型，表面生成型負イオン源の開発と負イオン源性能の進展を示す [1.31]．

1.4.3 10 アンペア負イオン源の実験結果

負イオン非一様性の原因解明に向け，JT-60U と同じマルチカスプ・アーク放電型の負イオン源；10 アンペア負イオン源（以下，10A 負イオン源）における負イ

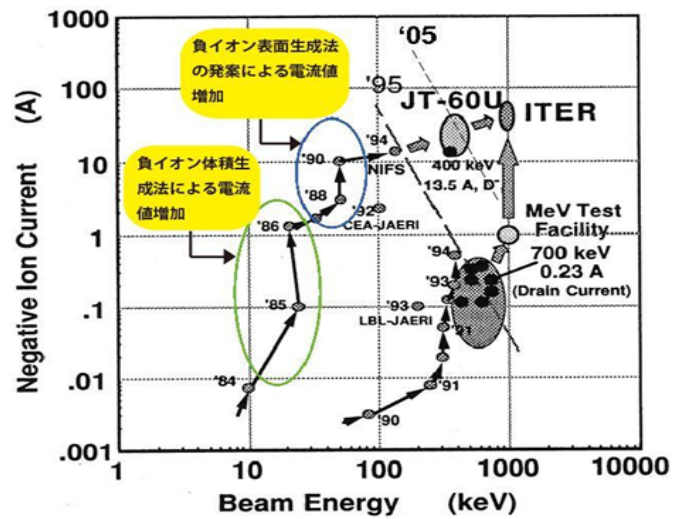


図 1.5 負イオンビームの電流値（縦軸），及びビームエネルギー（横軸）の進展（[1.31] より引用）.

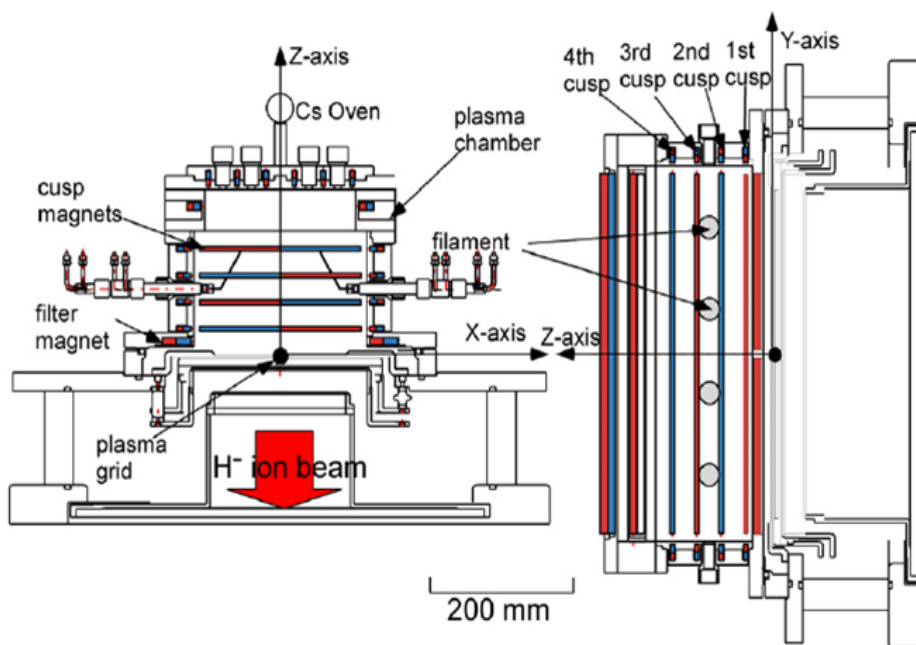


図 1.6 JAERI の 10A 負イオン源（[1.32] より引用）.

オン引き出し試験が行われた [1.32] . 図 1.6 は JAEA の 10A 負イオン源を示す . 負イオン源内の位置座標はデカルト座標系で表し , その原点は負イオン引出し面である PG 表面の中心 (図 1.6 の黒丸の位置) とする . 図中の $Z > 0$ の領域が負イオン源内部であり , $Z < 0$ は静電加速器である . 10A 負イオン源は直方体のプラズマチャンバーを持ち , 各方向に対するチャンバーサイズは表 1.2 に示す . 負イオン源は , それぞれ , 側壁を 5 つ , 上下壁を 4 つ , バックプレートを 6 つの棒磁石で覆われている . 側壁上の棒磁石は , PG に近いものから 1 – 5 番の番号付けがなされている . また上下部の棒磁石は , $X = 0$ の位置で極性を反転して , 短手 (X 軸) 方向の磁場を形成している . これらの磁石はカスプ磁石と呼ばれ , 壁近傍の磁力線によって荷電粒子を閉じ込める . さらに , $X = \pm 124$ mm, $Z = 14$ mm の位置に取り付けられた 1 対の棒磁石により , PG 近傍領域で強力な短手方向の磁場を作り出す . PG 近傍の磁石をフィルター磁石 , 形成される強磁場をフィルター磁場と呼ぶ . フィルター磁場による磁力線は高いエネルギーを持つ電子を捕捉してチャンバー壁へ輸送するため , 負イオンを引き出す領域 ($Z < 30$ mm) では低エネルギーの電子のみが存在する . 高エネルギーの電子は , 負イオンとの衝突による解離断面積が高いため , フィルター磁石により高エネルギー電子を抑制することで , 負イオンは破壊されず効率よく引き出される . また , 4 対のアーク放電用のタングステン製フィラメントがチャンバー側壁の , 2 番目と 3 番目のカスプ磁石の間から挿入される . 長手方向におけるフィラメントの位置は , それぞれ $Y = \pm 162, \pm 54$ mm である . これらのフィラメント陰極とプラズマチャンバーの壁面 (陽極) 間に電圧を印加することで , 内部に導入される水素ガスのアーク放電プラズマを生成する .

カロリメータによる負イオンビーム電流の計測 , 及びラングミュアプローブ計測による負イオン源内部の電子温度分布計測から , 負イオン源内の長手方向 (Y 軸方向) に電子温度 , 及び負イオン電流値の空間的非一様性が観測された . 図 1.7 に 10A 負イオン源内の電子温度と引き出された負イオン電流値の空間分布を示す . セシウム添加時の負イオン電流値の測定結果から , 高電子温度 $T_e \sim 4$ eV k_B^{-1} の領域において , 高電流の負イオンビームが引き出されている . ここで , k_B は Boltzmann 定数である . 1.4.2 節で説明した表面生成型負イオン源の PG 表面にセシウムが添加され , 負イオン生成が促進される条件 (With Cs) に注目すると , 負イオン源上部領域 ($Y = 150$ mm) から引き出される負イオン電流密度が $I_{H^-} = 2.6$ mA cm⁻² であるのに対し , 下部の低電子温度領域 ($Y = -150$ mm) における負イオン電流密度は $I_{H^-} = 1.6$ mA cm⁻² と , 60 % 以上の非一様性が負

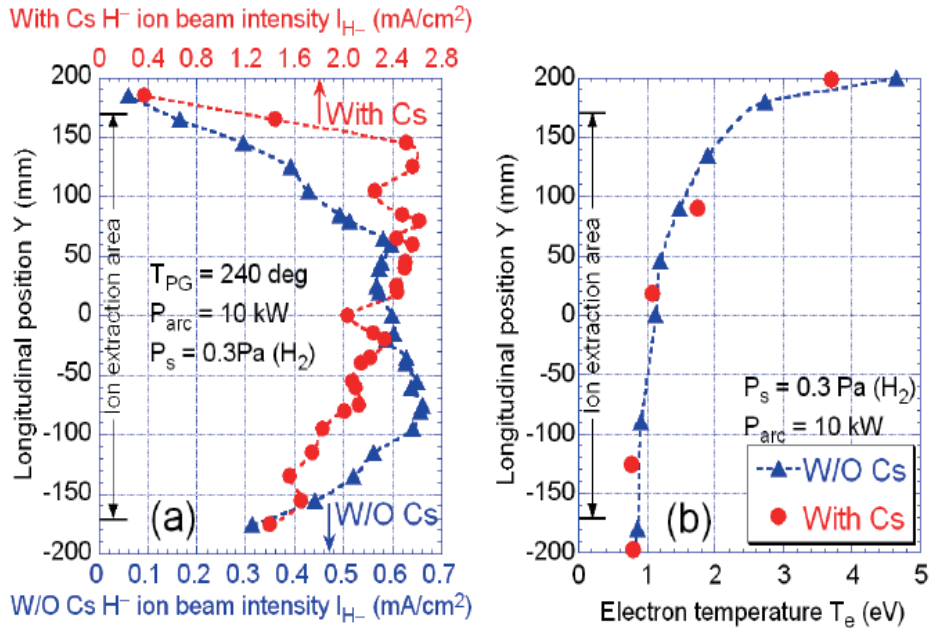


図 1.7 10A 負イオン源内の長手方向 (a) 負イオン電流分布, 及び (b) 電子温度分布 ([1.32] より引用). 図中の”With Cs”は, 1.4.2 節で示した通り, 表面生成型負イオン源の PG 表面にセシウムが添加され, 負イオン生成が促進される条件を表す. また”W/O Cs”はセシウムが添加されていない条件を表す.

イオン源上下部で生じる結果となった. 一方, 電子温度も上部で高い値を示していることから, 負イオン源内の電子温度と引き出される負イオン電流値に強い相関があることが指摘された. 詳細は 2 章で示すが, 電子温度の空間的非一様性の原因は実験的・経験的に明らかにされている. 負イオン源の側壁に取り付けられたプラズマ閉じ込め用のカスプ磁石により, 電子が $\text{grad-}B$ ドリフトを受けて $+Y$ 方向に輸送されるためである [1.33].

1.5 水素原子輸送の数値モデリングとその課題

従来の小型負イオン源による実験的・経験的手法のみでは, 測定可能なパラメータや研究開発に必要なコストの問題から, 負イオン非一様性に関する物理機構の十分な理解, 及び非一様性の予測・制御方法の確立は困難とされてきた. そのため, 理論分野では数値モデリングに基づいた研究も精力的に行われてきた [1.34].

負イオンの表面生成反応式 (1.4) から負イオン非一様性の原因は, 負イオン生成が行われる PG 表面への水素原子, 及び水素正イオンの空間分布に強く依存す

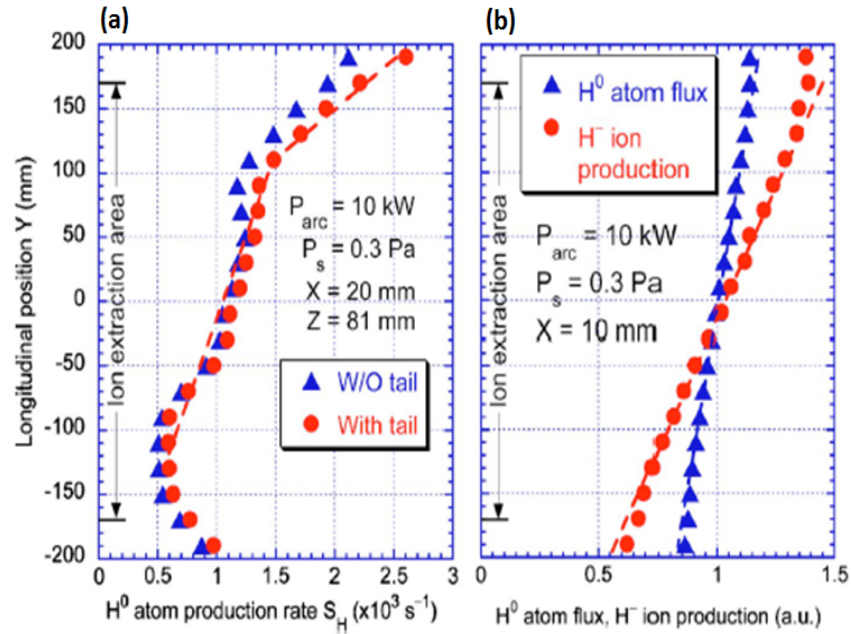


図 1.8 高戸らによる数値解析結果；(a) 負イオン源ドライバー領域における水素原子 (H^0) 生成分布，及び (b) PG 表面への原子束と負イオン表面生成レートの空間分布（[1.38] より引用）。

る点が注目された [1.26]．さらに，負イオン源内の原子・分子過程に対する実験的研究と理論的研究 [1.34]- [1.38] から，水素原子 (H^0) 密度が正イオン密度に比べて 10 倍以上の値となることが指摘された．

上記結果から， H^0 の輸送過程と負イオン非一様性の関係を明らかにするため，数値モデリングに基づく研究が高戸らによって行われた．高戸らの解析モデルでは，10A 負イオン源内のプローブ計測結果から得られた電子温度・密度分布を元に，電子衝突による分子解離過程で生成された H^0 の Boltzmann 方程式を数値的に解くことが可能である [1.38]．図 1.8 に，解析結果として得られた，(a) 負イオン源長手方向（図 1.6, 1.7 の $+Y$ 方向）に対する H^0 生成分布，及び (b) PG 表面への原子束と負イオン表面生成量の空間分布を示す．この結果から，負イオン源内の H^0 原子の生成と原子束の空間分布が，負イオン非一様性の空間分布を決定する要因の 1 つであることが示された．さらに式 (1.4) で示される負イオン表面生成過程は，数 eV の高エネルギーを持つ親粒子に対して高い反応レートを持つ．プラズマ中で生成された水素原子は，初期の時点で数 eV のエネルギーを持つが，背景粒子や壁との衝突でエネルギーを失い，表面生成に寄与しなくなることから，衝突過程を経ずに PG 表面へ入射する水素原子束の空間分布（First Flight Atomic

Flux ; FFAF) が負イオン非一様性の要因の 1 つであることが示された [1.39] .

一方, 上記解析で得られた原子密度分布は, 静電加速器で加速された負イオンビーム強度と比較されたが, 分光計測による測定結果との直接は比較されていない [1.39] . また, 一般的に, これまでの負イオン源プラズマの解析モデルでは, 実験・解析結果の定量的な一致は得られていない . この原因は, Bretagne らの解析 [1.40], [1.41] (次節) から指摘されるように, 負イオン源内の原子・分子過程におけるプラズマの強い非平衡性の影響を含めていない可能性が高い .

1.6 負イオン源内における EEDF のモデリング

負イオン源内部の電子エネルギー分布関数 (Electron Energy Distribution Function ; EEDF) を理解するため, Bretagne らにより, 電子の 0 次元 (0D) Boltzmann 方程式 [1.40]

$$\frac{\partial f(\epsilon, t)}{\partial t} = S_{\text{coll}} + S_{\text{prod}} - L, \quad (1.5)$$

を解く数値モデリングが行われた . ここで, f , S_{coll} , S_{prod} , 及び L は, それぞれエネルギー ϵ に対する電子密度, 衝突による ϵ 空間内の電子束, 電離とフィラメント陰極からの放出による電子生成, 及び輸送による壁入射・再結合による損失項である . 損失項は輸送による壁入射 L_{wall} と再結合 L_{recomb} に分けられる . 0D モデルで輸送による電子の損失を考慮するために, 同モデルでは時定数を固定した輸送損失項は以下のように定義される .

$$L_{\text{wall}} = \frac{1}{4} f(\epsilon) v_e(\epsilon) \frac{A}{V} \left(1 - \frac{2eV_p}{m_e v_e^2(\epsilon)} \right) \quad (1.6)$$

ここで $v_e(\epsilon)$, A , V , V_p は電子速度, 負イオン源内の実効壁面積, プラズマ体積, 及びシースポテンシャル障壁である . また定数 e , 及び m_e は, 素電荷, 及び電子質量である . 解析結果から, 負イオン源内では, 低エネルギーの電子のみが主にクーロン衝突による熱緩和を受けるため, EEDF は熱分布化した成分と高エネルギーのテール成分の 2 成分を持つことが指摘された . 本論文では, この高エネルギー成分を有する EEDF を, 非平衡 EEDF, この現象を EEDF の非平衡性と呼び, 後述で用いる . この EEDF の高エネルギー成分 (非平衡成分) により, 負イオン源内の原子・分子過程 (特に解離・励起・電離過程) が促進されることが指摘された [1.40] . 従来の原子輸送解析では, この非平衡性が考慮されていないために, 分子解離による原子生成や電離による消滅過程などが正確に含まれていなかった .

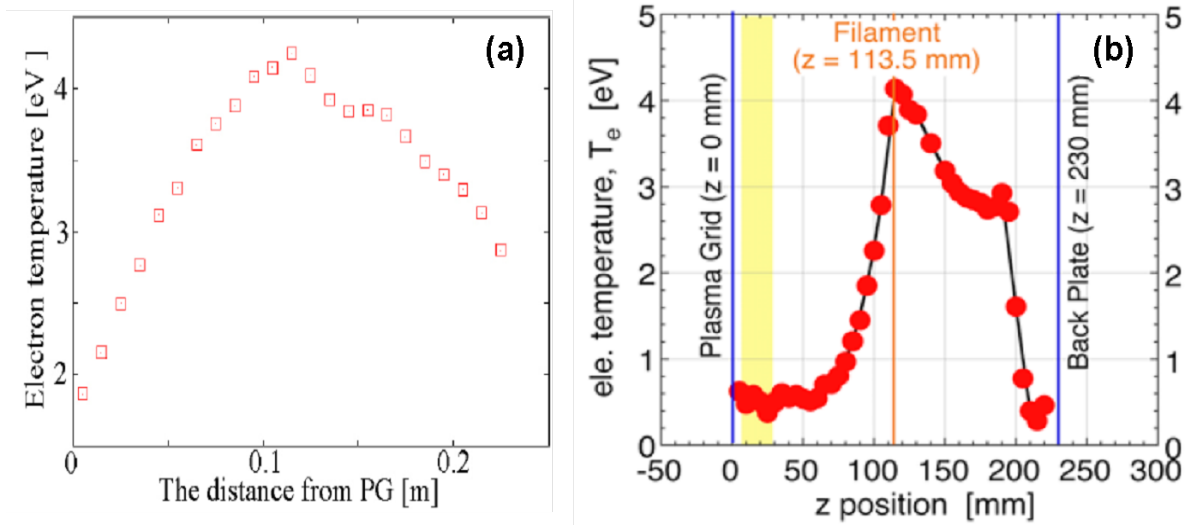


図 1.9 負イオン源引き出し方向の電子温度分布 ; (a) 寺崎らによる解析結果と (b) プローブ計測結果 ([1.45] より引用).

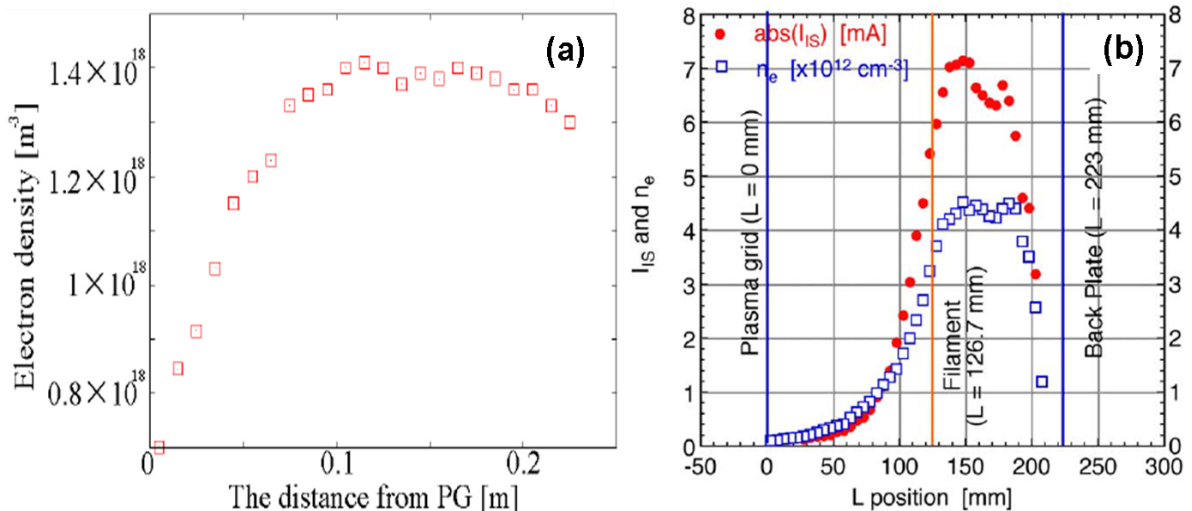


図 1.10 負イオン源引き出し方向の電子密度分布 ; (a) 寺崎らによる解析結果と (b) プローブ計測結果 ([1.45] より引用).

負イオンの非一様な空間プロファイルを決定する物理機構を理解するため，上記の 0D モデルを 3 次元 (3D) に拡張した電子輸送解析モデルが寺崎らによって構築された [1.42]- [1.44] . 3D モデルでは，3D 磁場配位における電子の運動方程式を直接 Monte-Carlo 法によって解くことで，EEDF の 3 次元空間分布を計算できると共に，従来モデルで簡易化されていた輸送項を正確に扱えるようになった

た [1.44] . 図 1.9, 1.10 に示すように , 解析から得られる電子温度・密度分布は , 負イオン源実機におけるラングミュアプローブ計測結果と定性的に一致した . しかし非一様性発現機構の理解にはより定量的な実験再現性が必要とされ , 電子輸送解析の計算精度向上による信頼性の高い非平衡 EEDF が次なる課題とされた [1.45] .

1.7 本研究の目的

以上述べてきたように , 負イオン非一様性の改善は , 核融合実験炉の実現には不可欠であり , 非一様な負イオンの空間プロファイルを決定する物理機構の解明は必須の課題である . 数値解析に基づく先行研究から , 負イオンの親粒子の 1 つである水素原子の生成分布 , 及びその輸送過程の結果である水素原子密度分布が非一様となり , 負イオン非一様性が発現する物理モデルが示された . 非一様性を理解・改善するためには , 負イオン自身の空間分布ではなく , 親粒子である原子密度分布を理解し , 制御する必要がある . そのため , 本研究では , 原子密度分布を定量的に再現する数値モデリングを行い , その妥当性を検証する .

解析結果と負イオン源実機における測定結果に定量的な一致が見られず , 物理モデルの直接的な検証ができないことが , 先行研究で問題とされた . 一方 , 解析で実験再現性が得られない原因は , 負イオン源内における EEDF の高エネルギー成分が考慮されていないためであることが指摘された [1.40] . Bretagne らの 0 次元モデル [1.41] を 3 次元に拡張した寺崎らによる電子輸送解析では , 解析結果とプローブ計測結果の定性的な一致が見られた [1.44] . 解析精度向上による信頼性の高い EEDF 解析が次なる目標とされている [1.45] .

本研究では , まず実験再現性の高い電子輸送解析モデルを確立し , それによる詳細な EEDF 解析を可能とする . 電子輸送解析から , EEDF の非平衡成分を考慮した水素原子の生成量分布を求め , 水素原子の空間分布が負イオン非一様性へ与える影響を明らかにする . また , 水素の輸送過程解析を行い , EEDF の影響を考慮した水素原子密度分布 , 及びバルマー (H_{α}) 線発光強度分布解析を実行する . 解析結果と , 分光計測による H_{α} 線発光強度分布を比較することで解析モデルの妥当性を検証し , 定量的に実験比較が可能な , 負イオン源内のプラズマ解析モデルの構築を目的とする .

1.8 本論文の構成

上記，研究目的を達成するため，本研究では負イオン源プラズマ中における電子・原子の運動論，及び電子・原子・分子間の反応過程を解析可能な数値モデリングを行い，解析結果と実験結果の比較を進めていく．本論文は 5 章から構成され，その構成は以下にまとめられる．

第 1 章は序論であり，本研究の背景と目的，意義について述べた．

第 2 章は，負イオン源内の詳細な EEDF を得るための電子輸送解析についてまとめた．先行研究のモデルに対し，複雑な磁場配位を考慮したスケーリングの手法により，計算精度を向上させた電子輸送解析と，ラングミュアプローブ計測による結果比較について述べた．

第 3 章では，電子輸送解析から得られた EEDF，及び平衡 Maxwell 分布に仮定した EEDF を，水素原子の生成分布解析に適用することで，高エネルギー電子成分が原子生成の非一様性に与える影響について述べた．また，両解析結果と負イオン源内の分光計測による H_{α} 線発光強度分布測定結果の比較を行い，その結果についてまとめた．

第 4 章では，第 2 章，第 3 章で得られた EEDF，及び H^0 生成分布に基づき，水素原子の輸送解析を実行した．解析結果から， H_{α} 線強度分布を計算し，分光計測による結果と定量的な比較を行うことで，計算妥当性検証を行った．また，比較結果から，負イオン非一様性の空間プロファイルを決定する物理機構を明らかにした．

第 5 章は，本論文の成果をまとめた．

参考文献

- [1.1] 資源エネルギー庁, 「エネルギー白書 2013」.
- [1.2] United Nations, "The World at Six Billion".
- [1.3] United Nations, "World Population Prospects 2010 Revision".
- [1.4] Energy Transitions: History, Requirements, Prospects.
- [1.5] BP Statistical Review of World Energy June 2012.
- [1.6] BP Energy Outlook 2030: January 2013.
- [1.7] IEA, "Energy Balance of OECD Countries 2012".
- [1.8] プラズマ・核融合学会編, 「プラズマエネルギーのすべて」, 日本実業出版社 (2007).
- [1.9] 文部科学省, 「ITER 計画・幅広いアプローチ活動の概要」.
- [1.10] ITER-Final Design Report(July 2001);
<http://www.naka.jaea.go.jp/iter/fdr>.
- [1.11] ITER web サイト;<http://www.naka.jaea.go.jp/iter/>.
- [1.12] R. S. Hemsworth, J. H. Feist, M. Hanada, B. Heinemann, T. Inoue, E. Kussel, A. Krylov, P. Lotte, K. Miyamoto, N. Miyamoto, D. Murdoch, A. Nagase, Y. Ohara, Y. Okumura, J. Paméla, A. Panasenkov, K. Shibata, M. Tanii, and M. Watson, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1120 (1996).
- [1.13] ITER Eng. Design, J. Plasma Fusion Res. **78**, suppl. (2002).
- [1.14] Y. Ohara, J. Plasma Fusion Res. **72**, 393 (1996).
- [1.15] 井上多加志, JAERI-Research 2006-006 (2005).
- [1.16] M. Thumm, International Journal of Infrared and Millimeter Waves **26**, 483 (2005).
- [1.17] K. Sakamoto, A. Kasugai, K. Takahashi, R. Minami, N. Kobayashi, and K. Kajiwara, Nature Physics **3**, 411 (2007).
- [1.18] N. Umeda, M. Taniguchi, M. Kashiwagi, M. Dairaku, M. Hanada, H. Tobari, K. Watanabe, K. Sakamoto, and T. Inoue, Fusion Engineering and Design **84**, 1875 (2009).

- [1.19] A. Kojima, M. Hanada, Y. Tanaka, T. Inoue, K. Watanabe, M. Taniguchi, M. Kashiwagi, N. Umeda, H. Tobari, L. R. Grisham, and JT-60 NBI Group, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 02B112 (2010).
- [1.20] C. F. Barnett, *Atomic Data for Controlled Fusion Research*, ORNL-6086 v1 (1990).
- [1.21] N. Umeda, L. R. Grisham, T. Yamamoto, M. Kuriyama, M. Kawai, T. Ohga, K. Mogaki, N. Akino, H. Yamazaki, K. Usui, A. Honda, L. Guangjiu, K. Watanabe, T. Inoue, M. Hanada, M. Kashiwagi, T. Morishita, M. Dairaku, and T. Takayanagi, *Nucl. Fusion* **43**, 522 (2003).
- [1.22] K. Ikeda, Y. Takeiri, O. Kaneko, K. Nagaoka, Y. Oka, M. Osakabe, K. Tsumori, M. Sato, E. Asano, and T. Kawamoto, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1744 (2004).
- [1.23] M. Bacal, A. M. Bruneteau, W. G. Graham, G. W. Hamilton, and M. Nachman, *J. Appl. Phys.* **52**, 1247 (1981).
- [1.24] J. N. Bardsley, J. M. Wadehra, *Phys. Rev. A* **29**, 106 (1984).
- [1.25] P. T. Greenland, D. Reiter, Jülich Report No. JUEL-3528 (1996).
- [1.26] Yu. Belchenko, *Rev. Sci. Instrum.* **64**, 1385 (1993).
- [1.27] M. Bacal and M. Wada, *AIP Conf. Proc.* **1515**, 41 (2013).
- [1.28] P. J. M. van Bommel, J. J. C. Geerlings, J. N. M. van Wunnik, P. Massmann, E. H. A. Granneman, and J. Los, *J. Appl. Phys.* **54**, 5676 (1983).
- [1.29] P. W. van Amersfoort, J. J. C. Geerlings, L. F. Tz. Kwakman, A. Herscovitch, H. H. A. Granneman, and J. Los, *J. Appl. Phys.* **58**, 3566 (1985).
- [1.30] P. W. van Amersfoort, Ying Chun Tong, and H. H. A. Granneman, *J. Appl. Phys.* **58**, 2317 (1985).
- [1.31] T. Inoue, Y. Fujiwara, K. Miyamoto, N. Miyamoto, A. Nagase, Y. Ohara, Y. Okumura, K. Watanabe, and K. Yokoyama, *AIP Conf. Proc.* **380**, 397 (1996).
- [1.32] M. Hanada, T. Seki, N. Takado, T. Inoue, A. Hatayama, M. Kashiwagi, K. Sakamoto, M. Taniguchi, and K. Watanabe, *Nucl. Fusion* **46**, S318 (2006).
- [1.33] H. Tobari, T. Seki, N. Takado, M. Hanada, T. Inoue, M. Kashiwagi, A. Hatayama and K. Sakamoto, *Plasma Fusion Res.: Letters* **2**, 022 (2007).
- [1.34] M. Uematsu, T. Morishita, A. Hatayama, T. Sakurabayashi, and M. Ogasawara, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 883 (2000).
- [1.35] U. Fantz and D. Wunderlich, *New Journal of Physics* **8**, 301 (2006).

- [1.36] U. Fantz, D. Wunderlich, Atom. Data and Nucl. Data Tables **92**, 853 (2006).
- [1.37] D. Wunderlich, U. Fantz, Atom. Data and Nucl. Data Tables **97**, 152 (2011).
- [1.38] N. Takado, H. Tobar, T. Inoue, J. Hanatani, A. Hatayama, M. Hanada, M. Kashiwagi, and K. Sakamoto, J. Appl. Phys. **103**, 053302 (2008).
- [1.39] 高戸直之, 「表面生成型負イオン源における負イオンビーム強度の非一様性発現機構に関する研究」, 慶應義塾大学大学院 学位論文 (平成 19 年度).
- [1.40] J. Bretagne, G. Delouya, C. Gorse, M. Capitelli, and M. Bacal, J. Phys. D; Appl. Phys. **18**, 811 (1985).
- [1.41] J. Bretagne, G. Delouya, M. Capitelli, C. Gorse, and M. Bacal, J. Phys. D; Appl. Phys. **19**, 1197 (1986).
- [1.42] A. Hatayama, Rev. Sci. Instrum. **79**, 02B901 (2008).
- [1.43] I. Fujino, A. Hatayama, N. Takado, and T. Inoue, Rev. Sci. Instrum. **79**, 02A510 (2008).
- [1.44] R. Terasaki, A. Hatayama, T. Shibata, and T. Inoue, AIP Conf. Proc. **1390**, 22 (2011).
- [1.45] 寺崎良, 「水素負イオン源における EEDF の 3 次元モデル化」, 慶應義塾大学大学院 修士論文 (平成 23 年度).

第 2 章

10 アンペア負イオン源内の電子に対する運動論的モデリングによる電子温度分布解析

本研究では，数値シミュレーションを用い，表面生成型負イオン源内で見られた非一様性発現機構の解明を目的の 1 つとする．負イオンは，PG 表面へ入射する原子束により，表面生成過程を介して生成される [2.1]．この原子束が空間的に非一様であると，ビームとして引き出される負イオンにも非一様性が発現する [2.2]．負イオン源内の原子は，分子・電子間の解離過程を介して生成される．したがって，原子生成レート及び原子密度の空間分布は，負イオン源内の非平衡 EEDF の影響を受ける [2.3]．本章では，原子生成・輸送過程の理解に必要な EEDF を得るための電子輸送解析について述べる．

また本研究では，第 1.4.3 節で示した JAEA の 10A 負イオン源をシミュレーションの対象とし，数値解析結果と負イオン源実機で得られた測定結果の比較によって解析モデルの妥当性を検証すると共に負イオン源内におけるプラズマの輸送機構を解明する．本章では，まず 10A 負イオン源におけるプローブ計測体系を説明する．その後，数値解析結果と測定結果の比較と，そこから明らかになった物理機構について議論する．

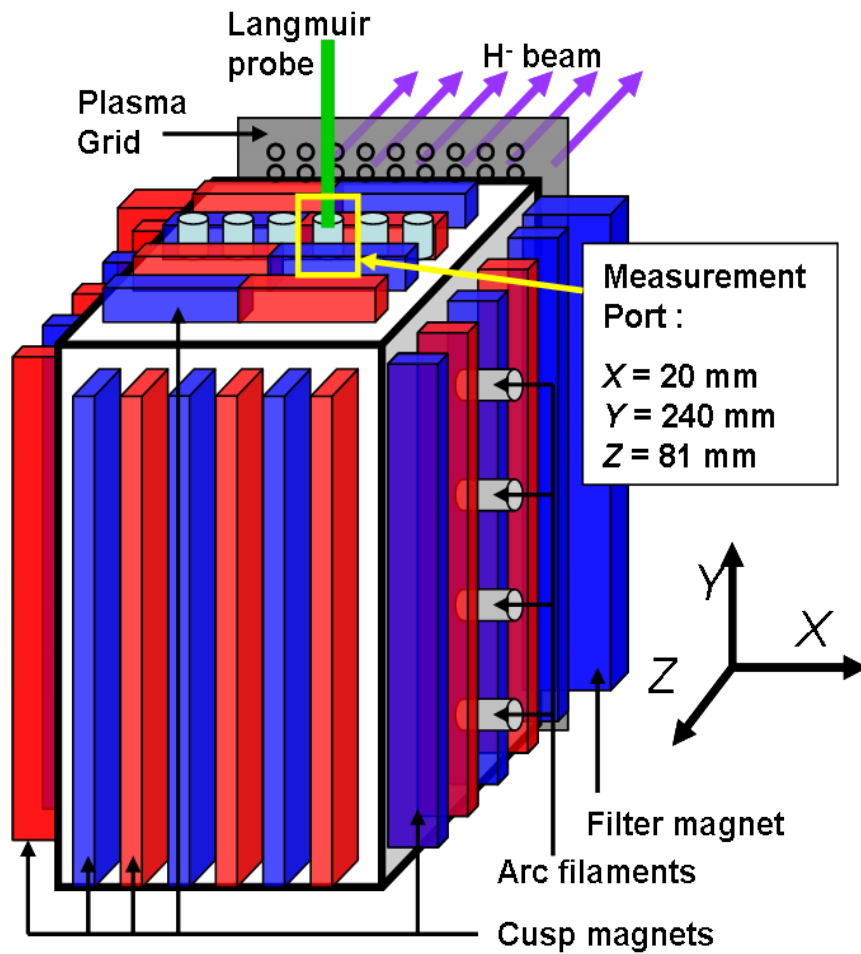


図 2.1 10 アンペア負イオン源内のラングミュアプローブ計測．

表 2.1 本研究の解析・測定結果比較における 10A 負イオン源の放電条件．

アークパワー	10 kW
アーク電圧	60 V
アーク電流	167 A
H ₂ ガス圧	0.30 Pa

2.1 10 アンペア負イオン源内におけるラングミュアプローブ計測の概要

本研究では，表 2.1 に示す放電条件の下，10A 負イオン源におけるラングミュアプローブ計測を行った．10A 負イオン源に取り付けられた $Z = 81$ mm，

表 2.2 電子輸送解析に入力される背景粒子密度 .

粒子種	密度 (m^{-3})	温度 (K)
H_2	2.83×10^{19}	774
H^0	2.83×10^{18}	774
H^+	4.0×10^{17}	457
H_2^+	1.0×10^{17}	457
H_3^+	$10^{16} - 10^{17}$	457

$Y = 240 \text{ mm}$ (上部壁), $X = 20 \text{ mm}$ の計測用ポートから水冷式のラングミュアプローブを挿入し, 長手 (Y 軸) 方向にプローブを移動して電子温度・密度の空間分布を測定した [2.4]- [2.7]. 計測では, 空間各位置におけるプローブ印加電圧 V_p とプローブを流れる電子電流 I_e による VI 特性を求め, 以下の関係

$$\frac{\ln(I_e(V_1)/I_e(V_2))}{V_1 - V_2} = -\frac{e}{k_B T_e} \quad (2.1)$$

から電子温度 T_e を見積もった. ここで, V_1, V_2 は熱電子がプローブに入射するプローブ電圧 V_p の最大値と最小値を表す. またプローブ計測から得られる電子温度, 及び電子飽和電流 J_{es} を用い, 以下の関係

$$n_e = \frac{4 \times J_{es}}{e \sqrt{8k_B T_e / \pi m_e}} \quad (2.2)$$

より電子温度 n_e を見積もった [2.5]. プローブ計測から得られる電子温度・密度分布は, 次節で概説する電子輸送解析による結果と比較される.

2.2 電子輸送解析の概要

2.2.1 基礎方程式と入出力パラメータ

3次元電子輸送解析コード [2.8]- [2.10] のフローチャートを図 2.2 に示す. 同解析コードの主な入力パラメータは, 以下に示される;

1. 負イオン源の 3 次元装置形状 (チャンバー形状, 及びアーク放電用フィラメント配置),
2. 負イオン源内の 3 次元磁場配位,
3. 放電条件 (アークパワー, アーク電圧, 及び水素ガス圧),
4. 背景粒子 ($\text{H}_2, \text{H}^0, \text{H}^+, \text{H}_2^+, \text{H}_3^+$) 密度・温度.

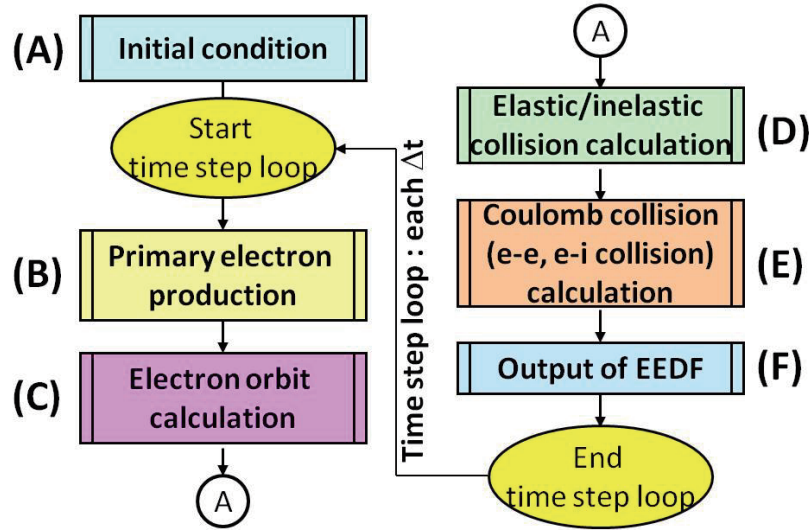


図 2.2 電子輸送解析のフローチャート.

上記より，基礎方程式として電子の運動方程式

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + (\text{collision force}) \quad (2.3)$$

から電子軌道，及び電子衝突過程が計算され，出力パラメータとして空間各位置における EEDF と電子温度・密度分布が得られる．なお， m_e , $\mathbf{v}_e$, e は電子の質量，速度，及び単位素電荷を表し， $\mathbf{E}$ 及び $\mathbf{B}$ は電子位置における電場と磁場を，それぞれ表す．解析モデルは主に図 2.2 に示した A–F の 6 ブロックで構成され，以下にその各部を説明する．

2.2.2 (A) 初期条件

初期条件として，上記 1 – 4 の入力パラメータと共に，解析には以下のパラメータを設定する必要がある．本研究では，電子輸送解析は 10A 負イオン源に適用されており，表 1.2 に示されるチャンバー壁，及びアーク放電用フィラメント位置，負イオン源周囲の棒磁石によってチャンバー内部各位置に生成される 3 次元磁場配位を考慮した．放電条件は，表 2.1 に示される条件から，各時間ステップにおいてフィラメントから生成される電子数と初期エネルギーを決定する．また背景粒子は，水素ガス圧と，文献 [2.1]，[2.2]，[2.9]，[2.11] に示される負イオン源内の分子解離度，電離度，正イオン比，及び粒子温度の測定結果から表 2.2 のように決めた．

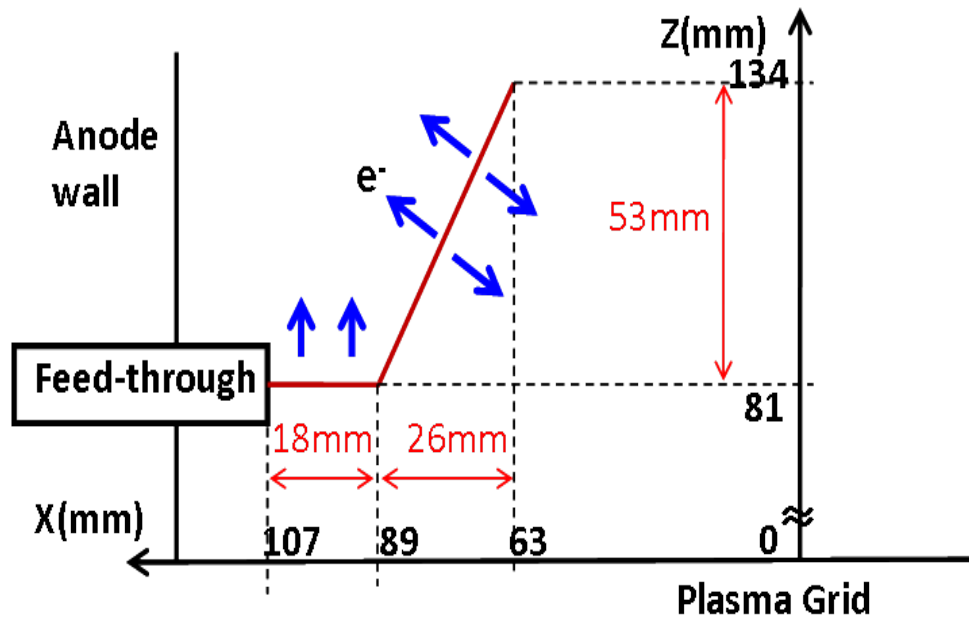


図 2.3 電子輸送解析における 1 次電子の初速度の概念図.

また系内の運動方程式を計算する時間ステップは $\Delta t = 10^{-10}$ s とした．一方，クーロン衝突や非弾性衝突など，電子の衝突過程計算は， $\Delta t_{\text{coll}} = 10^{-8}$ s ごとに実行した．解析で用いる時間ステップの長さは，負イオン源内電子の物理過程 (i) Lamor 旋回と (ii) 衝突過程の時定数より十分短く設定した．上記の時間ステップごとに電子の軌道計算と衝突過程計算が繰り返され，定常状態が得られた後に EEDF や電子温度・密度分布の出力が行われる．

2.2.3 (B) フィラメントからの 1 次電子生成

負イオン源内の電子は主に以下の過程によって生成される；

1. フィラメントからの 1 次電子放出，
2. H_2 , H_2^+ , 及び H^0 の電離過程による 2 次電子生成．

ここでは 1 次電子生成についてそのモデルの概要を説明する．実際の負イオン源内では，電子はフィラメントとプラズマポテンシャル間の電位差により，フィラメント内部から引き出される．解析でもこれを模し，フィラメントから生成された電子 (1 次電子) は，フィラメントに印加されたアーク電圧 (60 V；表 2.1 参照) で加速されて負イオン源内に放出されるとし，初期エネルギーは全て 60 eV と仮定

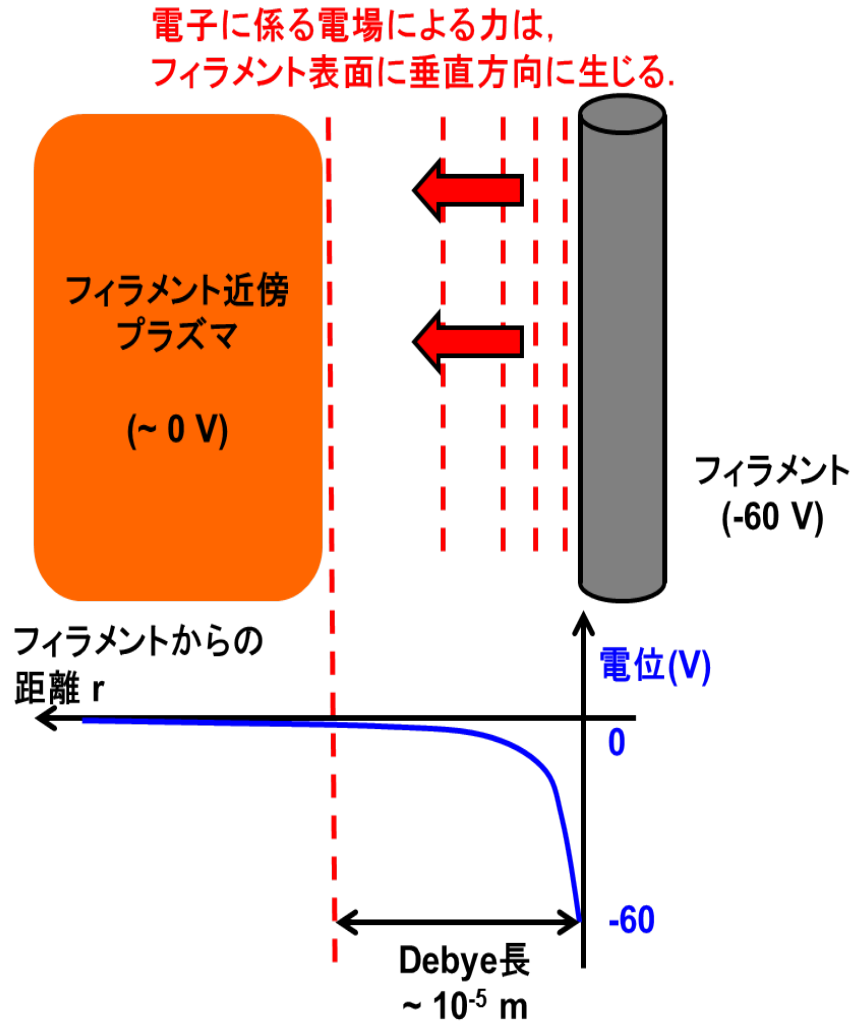


図 2.4 フィラメント近傍における電位勾配とフィラメントから生成された電子に係る電場の概念図.

した [2.3], [2.9] . また図 2.3 に示すように , 初速度はフィラメント部の表面に対して垂直に取った . この理由は , 次のように説明できる . 図 2.4 に示すように , フィラメント表面の電位とフィラメント近傍におけるプラズマ電位との間にはアーク電圧 (本研究では 60 V) に相当する電位差 (シースポテンシャル) が生じる . 上記電位の空間変化は , プラズマ中の電子温度 T_e , 密度 n_e から決まる Debye 長

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.4)$$

程度である . ここで ϵ_0 は電気定数 (真空の誘電率) である . 負イオン源内の電子温度・密度に対し , Debye 長 λ_D は 10^{-5} m のオーダーを取る . これより , 負イオン源のチャンバーサイズや電子の Larmor 半径に比べて十分小さいことから , 本

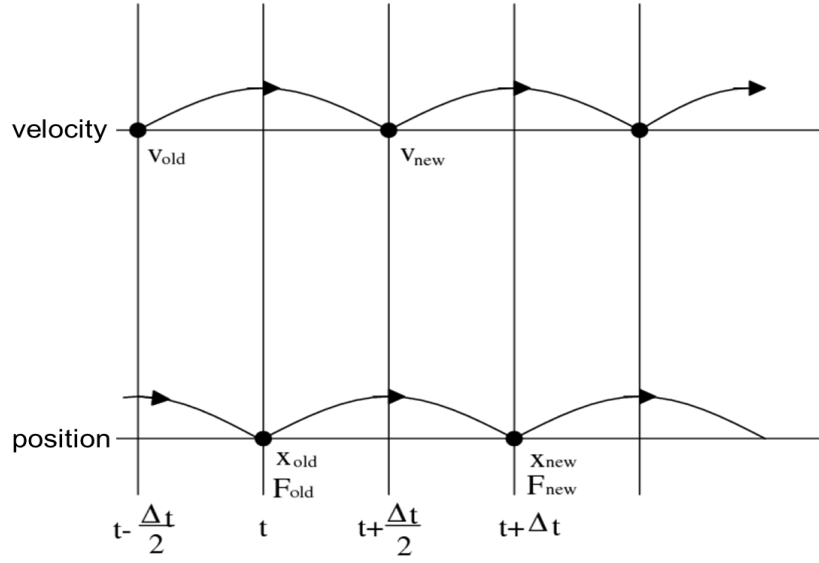


図 2.5 Leap-frog 法による電子速度，位置計算の概念図 [2.13].

解析ではフィラメントから生成された電子は，瞬間的に電位差 60 V で加速されてプラズマ中に放出されるとした．また，図 2.4 のように，生成された電子はフィラメント表面に垂直な電場によって加速されるため，加速方向に電子の初速度を与えた [2.12]．初速度のフィラメントに対する偏角は， $0 - 2\pi$ の間を取る一様乱数を用い，ランダムに決定した．また初期位置は，前節で示した負イオン源内 4 対のフィラメントが存在する位置からランダムに決定した．

2.2.4 (C) 電子軌道計算

電子の運動方程式 ((2.3) 式) は，各時間ステップに対し異なるサブルーチンで扱われる．負イオン源内の電磁場による電子の軌道計算には，Boris-Buneman による Leap-frog 法 [2.13] が適用される．軌道解析では (2.3) 式の第 1 項と共に位置座標

$$\frac{d\mathbf{x}_e}{dt} = \mathbf{v}_e. \quad (2.5)$$

も更新され，両式を差分で表すと以下ようになる．

$$m_e \frac{\mathbf{v}_{\text{new}} - \mathbf{v}_{\text{old}}}{\Delta t} = \mathbf{F}_{\text{old}}, \quad (2.6)$$

$$\frac{\mathbf{x}_{\text{new}} - \mathbf{x}_{\text{old}}}{\Delta t} = \mathbf{v}_{\text{new}}. \quad (2.7)$$

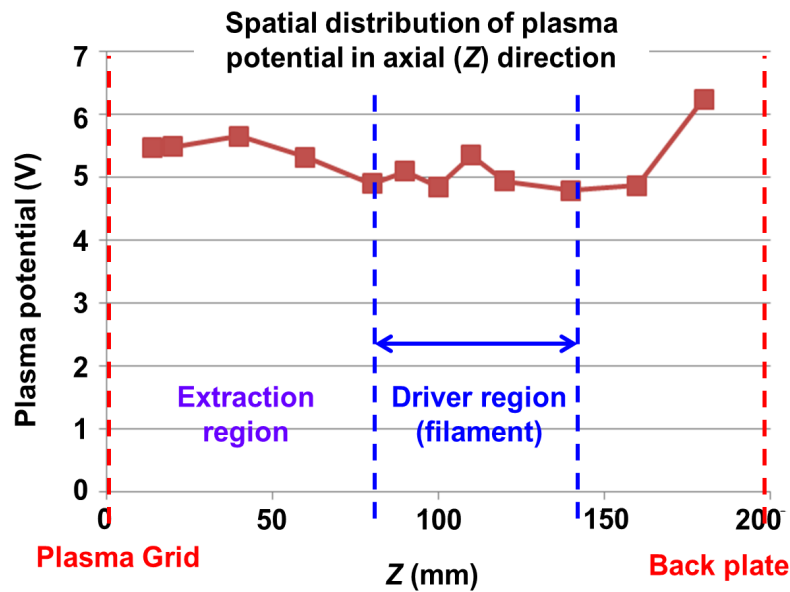


図 2.6 プローブ計測から得られた 10A 負イオン源内引出し (Z) 方向の電位分布。

ここで F は電磁場が電子に及ぼす力であり，添え字の old と new は更新前後の物理量を表す．上記のように差分で扱う場合， F_{old} は電子位置によって決まることから，速度と位置とを同時に求めることはできない．この問題を解決するために，図 2.5 に示すように，速度と位置を時間ステップの半分 $\Delta t/2$ だけずらした時刻で計算する方法が Leap-frog 法である．例えば位置を t から $t + \Delta t$ まで更新する際は，時刻 $t + \Delta t/2$ における速度を用いる．

ここで，バルクプラズマ中では電場の影響はを無視する．一般的に，プラズマ中の Debye 長が系のサイズに比べて十分小さい場合，電子密度と正イオン密度 n_i が釣り合う準中性条件 $n_e \simeq n_i$ が成り立ち，電位勾配が 0 となる [2.14]．10A 負イオン源内の電子温度・密度に対する Debye 長は前述のとおり $\lambda_D \sim 10^{-5}$ m と得られる一方，イオン源のサイズは 10^{-1} m のオーダーであることから，系内のほぼ全域で準中性条件が成り立つ．またプローブ計測から得られる負イオン源引出し (Z) 方向に対する電位分布を図 2.6 に示す．これより，実験的にもチャンバー中心部で電位勾配はほぼ 0 であることが確認されている．従って，上記，準中性条件が成立しているという仮定は妥当である．

一方，チャンバーの壁近傍で形成されるシースポテンシャルによる電子の反射

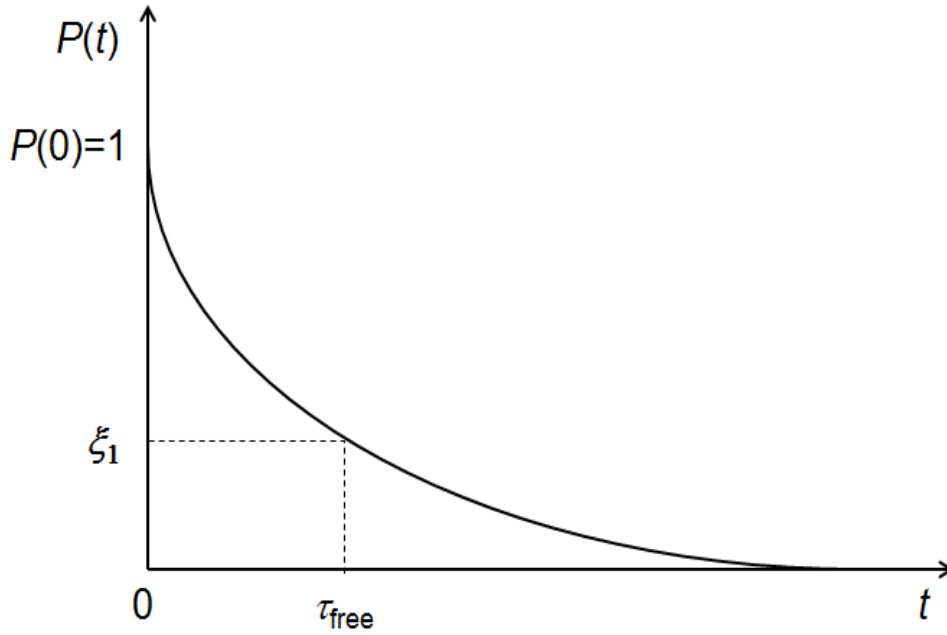


図 2.7 乱数による衝突時間決定の概念図．

は考慮される．ポテンシャルの深さ ϕ_{sh} は，近傍領域における電子温度 T_e から，Emmert らの理論式 [2.15]；

$$\phi_{\text{sh}} = \left(\frac{k_B T_e}{2e} \right) \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \quad (2.8)$$

によって計算される．ここで m_i は正イオン (H^+) の質量である．軌道解析では，位置座標を更新した後，壁へ入射する電子が，シースポテンシャルより高い運動エネルギーを持つ場合に壁へ入射し損失すると見做し，そうでない場合は鏡面反射が起こるように決めている．

2.2.5 (D) 電子と背景粒子間の衝突計算

(2.3) 式の第 2 項目は衝突項であり，これは (i) 電子と背景粒子間の弾性・非弾性衝突，及び (ii) 電子同士のクーロン衝突の 2 つに分けて計算される．

本節では，電子と背景粒子 (H_2 , H^0 , H^+ , H_2^+ , H_3^+) 間の弾性・非弾性衝突を扱う．背景粒子の多様な反応による電子への寄与を同時に扱うため，Null Collision 法 (NCM) [2.20] が適用される．NCM では，Monte-Carlo 法によって以下の過程が計算される；

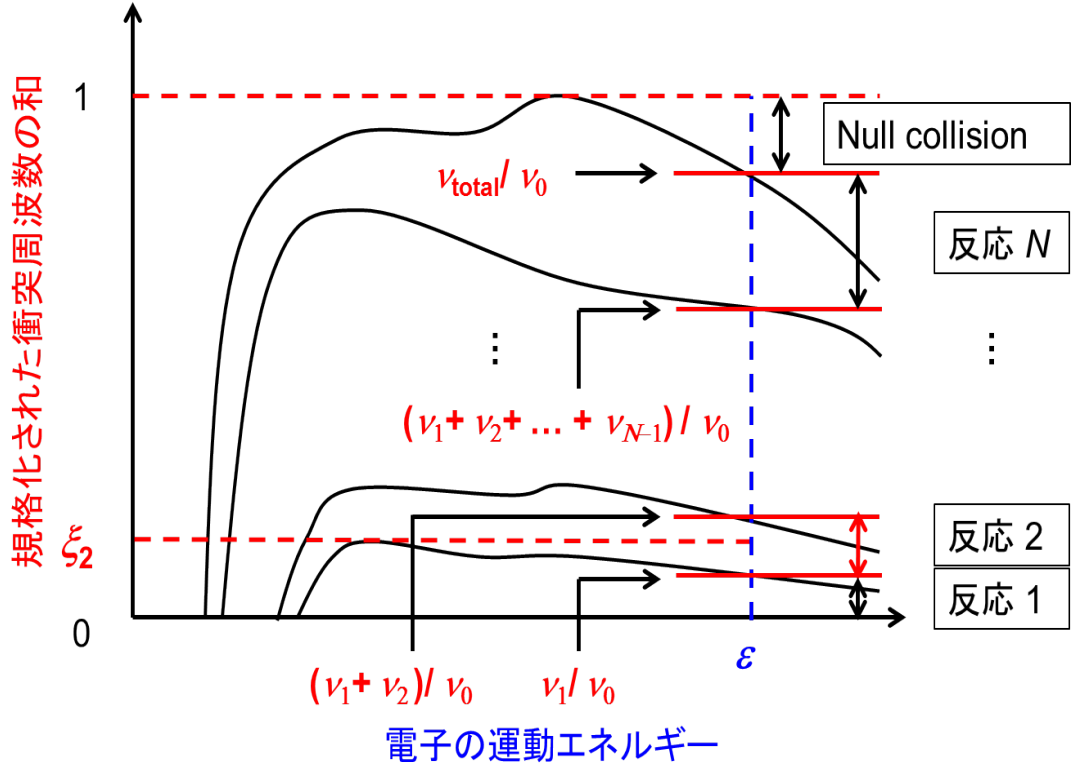


図 2.8 乱数による衝突種判定の概念図．

1. 衝突過程の生起判定,
2. 衝突種判定.

衝突過程の生起判定では，各電子が生成された直後，衝突せずに飛行する時間（衝突間隔） τ_{free} が以下のように計算される．まず電子が衝突せずに時間 t だけ飛行する確率を $P(t)$ とする．解析で考慮する反応過程を $i = 1, 2, 3, \dots$ と番号付けし，各反応に対する衝突周波数を ν_i と記すと，全反応に対する衝突周波数 ν_{total} は

$$\nu_{\text{total}} = \sum_i \nu_i \quad (2.9)$$

と表される．これより時刻 t から Δt 後の時刻まで電子が衝突せずに飛行する確率は

$$P(t + \Delta t) = P(t)(1 - \nu_{\text{total}}\Delta t) \quad (2.10)$$

となる． Δt が十分小さいとき，左辺は

$$P(t + \Delta t) \sim P(t) + \frac{dP(t)}{dt}\Delta t \quad (2.11)$$

と変形できることから，以下の関係が導かれる；

$$\frac{dP(t)}{dt} = -P(t)\nu_{\text{total}}. \quad (2.12)$$

ここで ν_{total} の値は，エネルギーごとに異なる値を持つため，時間ステップを更新した際に電子の運動エネルギーが変わると，その都度衝突間隔を設定し直す必要があり，効率が悪い．この問題を解決するため NCM 法では，あるエネルギー E に対する全衝突周波数 ν_{total} ではなく，「全エネルギー空間内で最大となる全衝突周波数」

$$\nu_0 = \max_{\in E} [\nu_{\text{total}}] \quad (2.13)$$

を常に用い，衝突間隔の更新を行わない．上記では衝突生起判定の時点では衝突周波数を過大評価しているが，これは後述の衝突種判定で考慮される．すると (2.12) 式は

$$\frac{dP(t)}{dt} = -P(t)\nu_0 \quad (2.14)$$

と記述され，ここから

$$P(t) = \exp(-\nu_0 t) \quad (2.15)$$

の形が得られる．図 2.7 に示すように，数値解析では 0 と 1 の間の値を取る一様乱数 ξ_1 を用い，対応した衝突間隔が

$$\xi_1 = \exp(-\nu_0 \tau_{\text{free}}) \Rightarrow \tau_{\text{free}} = -\frac{1}{\nu_0} \ln \xi_1 \quad (2.16)$$

と得られる．また電子は各時間ステップで飛行時間 τ_{flight} を更新し，飛行時間が上記の方法で決められた衝突間隔を超える $\tau_{\text{flight}} > \tau_{\text{free}}$ となる場合，衝突が生起したと見做す．

衝突種の判定では，最大衝突周波数 ν_0 により個々の反応の衝突周波数 ν_i を規格

化する．0 と 1 の間を取る一様乱数 ξ_2 を発生して，

$$\begin{aligned}
0 \leq \xi_2 < \frac{\nu_1}{\nu_0} &\Rightarrow \text{reaction 1 occurs} \\
\frac{\nu_1}{\nu_0} \leq \xi_2 < \frac{\nu_1 + \nu_2}{\nu_0} &\Rightarrow \text{reaction 2 occurs} \\
&\vdots \\
\frac{\nu_1 + \nu_2 + \cdots + \nu_{i-1}}{\nu_0} \leq \xi_2 < \frac{\nu_1 + \nu_2 + \cdots + \nu_i}{\nu_0} &\Rightarrow \text{reaction } i \text{ occurs} \\
&\vdots \\
\frac{\nu_1 + \nu_2 + \cdots + \nu_{N-1}}{\nu_0} \leq \xi_2 < \frac{\nu_{\text{total}}}{\nu_0} &\Rightarrow \text{reaction } N \text{ occurs} \\
\frac{\nu_{\text{total}}}{\nu_0} \leq \xi_2 < 1 &\Rightarrow \text{no collision occurs}
\end{aligned}$$

のように生起する反応を判定する．ここで，全反応種数は N である．あるエネルギー E では全衝突周波数 ν_{total} は最大衝突周波数 ν_0 より小さいので，上で示した最後の式のような ξ_2 を取る場合がある．このときは衝突が生起しなかった（null collision）と見做す．衝突種判定の概念図を図 2.8 に示した．

衝突過程による電子の運動量移行計算

上記の方法により，負イオン源内の電子と背景粒子間の弾性・非弾性衝突過程を計算できる．表 2.3 にその主な反応過程を示した．各過程の反応断面積は，実験・理論から得られた断面積データを補間するフィッティング式として，表中の参考文献に与えられる．本解析では，電子のエネルギーに対して与えられる断面積データ $\sigma(E)$ から衝突周波数 $\nu(E) = n_p \sigma(E) v(E)$ を計算し，上述の NCM 計算に適用している． n_p は電子の衝突相手の密度であり，表 2.2 に示す通りである．また電子速度が衝突相手（水素分子・原子・正イオン）の速度に比べて十分速いことから，上記の衝突周波数計算に用いた相対速度 $v(E)$ を電子の速度と見做した．

ここで，文献 [2.16]，[2.17] を参照して，表 2.3 の反応 1－4 に示される基底分子の自動解離準位とリュードベリ準位を介する解離反応の影響を考慮した．反応 2 に示した $(1s\sigma_g, nl\lambda|{}^1\Lambda)$ 準位は分子に局在化する電子のリュードベリ準位を表す．これは，図 2.9 に示すように，分子に局在化する 1 つの電子のみが主量子数の高いエネルギー状態に励起されることで形成される原子様電子軌道である． $(1s\sigma_g, nl\lambda|{}^1\Lambda)$ 準位では， H_2 分子に局在化する 2 電子の内 1 つが $1s\sigma_g$ 軌道を取

表 2.3 解析で考慮される主な衝突過程と断面積データの引用元．表内の*は電子励起状態を表す．

#	Reactions	Citation
1 H ₂ Dissociation 1	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+; v=0) \rightarrow e + H_2(b^3\Sigma_u^+)$ $\rightarrow e + H(1s) + H(1s)$	[2.16]
2 H ₂ Dissociation 2	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2(1s\sigma_g, nl\lambda ^1\Lambda)$ $\rightarrow e + H(1s) + H^*(2s)$	[2.17]
3 H ₂ Dissociation 3	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2(2p\sigma_u, nl\lambda Q_2^1\Pi_u)$ $\rightarrow e + H^*(2p) + H^*(2s)$	[2.17]
4 H ₂ Dissociation 4	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2(2p\sigma_u; n=3)$ $\rightarrow e + H(1s) + H^*(n=3)$	[2.17]
5 H ₂ Dissociative Ionization	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+; v=0) \rightarrow e + H^+ + H(1s)$	[2.18]
6 Vibrational Excitation 1	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+; v=0) \rightarrow e + H_2(X^1\Sigma_g^+; v=1)$	[2.16]
7 Vibrational Excitation 2	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+; v=0) \rightarrow e + H_2(B^1\Sigma_u^+)$ $\rightarrow e + H_2(X^1\Sigma_g^+; v=1-14)$	[2.18]
8 Vibrational Excitation 3	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+; v=0) \rightarrow e + H_2(C^1\Pi_u)$ $\rightarrow e + H_2(X^1\Sigma_g^+; v=1-14)$	[2.18]
9 H ₂ Electronic Excitation	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2^*(B^1\Sigma_u^+)$	[2.17]
10 Non-Dissociative Ionization	$e + H_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2^+ + e$	[2.17]
11 H(1s) Ionization	$e + H(1s) \rightarrow e + H^+ + e$	[2.19]
12 H(1s) Excitation	$e + H(1s) \rightarrow e + H(2p)$	[2.19]
13 H ₂ ⁺ Dissociation 1	$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H^+ + e$	[2.17]
14 H ₂ ⁺ Dissociation 2	$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H^*$	[2.17]
15 H ₂ ⁺ Dissociation 3	$e + H_2^+ \rightarrow H(1s) + H^*$	[2.17]
16 H ₂ ⁺ Dissociation 4	$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H(1s)$	[2.17]
17 H ₃ ⁺ Dissociative Recombination	$e + H_3^+ \rightarrow 3H(1s)$	[2.17]
18 H ₃ ⁺ Dissociation	$e + H_3^+ \rightarrow e + H^+ + H_2$	[2.17]

表に示した反応 1,3,4 の $b^3\Sigma_u^+$ 準位, $(2p\sigma_u, nl\lambda|Q_2^1\Pi_u)$ 準位, $(2p\sigma_u; n=3)$ は分子の自動解離準位, 反応 2 における式中の $(1s\sigma_g, nl\lambda|^1\Lambda)$ 準位は分子のリュードベリ準位を表す．

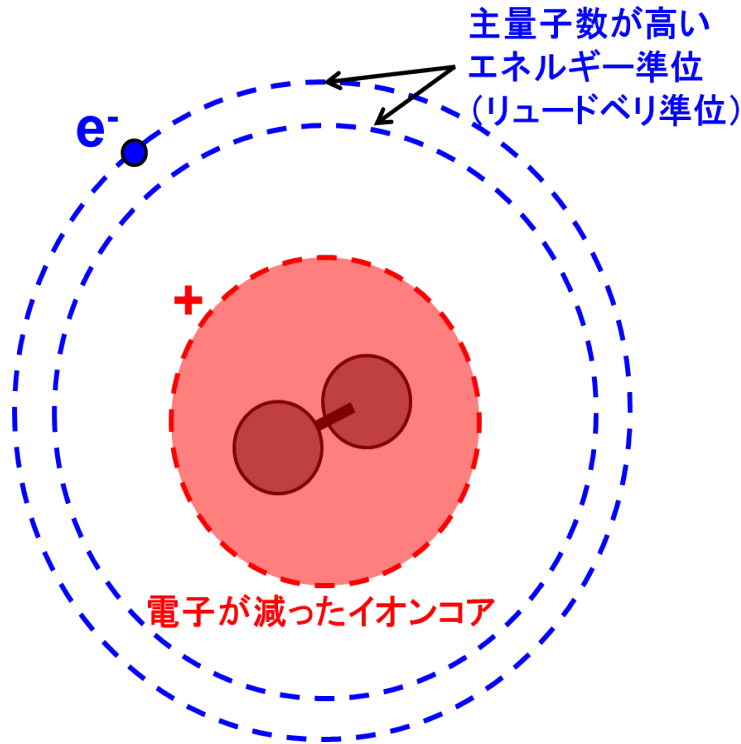


図 2.9 水素分子のリュードベリ準位に対する概念図．

る． n 、 l 及び λ は、もう 1 つの電子の主量子数、方位量子数、及び分子結合軸方向の角運動量の大きさを表す磁気量子数である．文献 [2.17] では、リュードベリ準位として $n \geq 3$ の主量子数を持つ全ての状態 (l , λ) に対する平均値として解離反応断面積が与えられる．表 2.3 に示される反応 1, 3, 4 に示される $b^3\Sigma_u^+$ 準位, $(2p\sigma_u, nl\lambda|Q_2^1\Pi_u)$ 準位, 及び $(2p\sigma_u; n=3)$ 準位は分子の自動解離準位であり, 上記準位への電子励起によって Franck-Condon 原理に基づいて原子が生成する． $(2p\sigma_u, nl\lambda|Q_2^1\Pi_u)$ 準位は, 1 電子が H_2 分子の $2p\sigma_u$ 軌道, もう 1 電子が, 2 電子としての合成軌道が Π_u 軌道となる状態を取る． $b^3\Sigma_u^+$ 準位, $(2p\sigma_u, nl\lambda|Q_2^1\Pi_u)$ 準位は 1 つの解離準位を表すが, $(2p\sigma_u; n=3)$ 準位は主量子数 $n=3$ に含まれる全ての自動解離準位を表し, 反応断面積はその平均値として与えられる [2.17]．以下に反応によるエネルギーロスを考慮した運動量移行計算の方法と, 電離・再結合反応における電子生成・消滅について説明する．

今, 衝突反応を生じる 2 粒子をそれぞれ α , β とし, それらの質量, 電荷, 衝突前後の速度を m_α , m_β , q_α , q_β , $\mathbf{v}_\alpha$, $\mathbf{v}_\beta$, $\mathbf{v}'_\alpha$, $\mathbf{v}'_\beta$ とおく．さらに衝突前後の相対速度を $\mathbf{u} = \mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta$, $\mathbf{u}' = \mathbf{v}'_\alpha - \mathbf{v}'_\beta$ とし, 衝突による相対速度変化を $\Delta\mathbf{u} = \mathbf{u}' - \mathbf{u}$

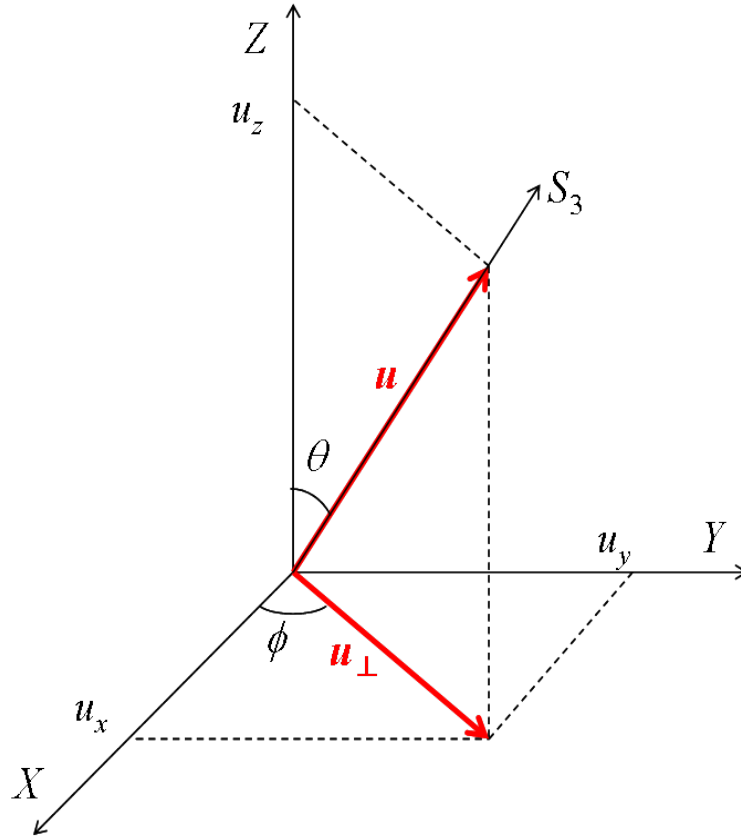


図 2.10 元の座標系 (X, Y, Z) から相対速度を S_3 方向とする新たな座標系 (S_1, S_2, S_3) への変換 .

とする . 運動量保存則より , 衝突後の各粒子速度は以下のように記述される ;

$$\mathbf{v}'_{\alpha} = \mathbf{v}_{\alpha} + \frac{m_{\beta}}{m_{\alpha} + m_{\beta}} \Delta \mathbf{u}, \quad (2.17)$$

$$\mathbf{v}'_{\beta} = \mathbf{v}_{\beta} - \frac{m_{\alpha}}{m_{\alpha} + m_{\beta}} \Delta \mathbf{u}. \quad (2.18)$$

次に $\Delta \mathbf{u}$ を求める上で , 以下のように元の座標系 (X, Y, Z) から , 衝突前の相対速度を S_3 軸上に取り新たな座標系 (S_1, S_2, S_3) への変換を行う . 図 2.10 に座標変換の概念を示す . このとき , 元の座標系における相対速度 $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ は ,

新たな座標系では，

$$\begin{aligned}
 \mathbf{U} &= \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & -\sin \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ \sin \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & -\cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} \\
 &= \mathbf{A} \cdot \mathbf{u} \\
 &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

と記述される．行列 $\mathbf{A}$ は変換行列である．角度 θ ，及び ϕ は

$$\sin \theta = \frac{u_{\perp}}{u}, \quad \cos \theta = \frac{u_z}{u}, \quad \sin \phi = \frac{u_y}{u_{\perp}}, \quad \cos \phi = \frac{u_x}{u_{\perp}}. \tag{2.20}$$

と記述される．但し， $u_{\perp} = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$ ， $u = \sqrt{u_{\perp}^2 + u_z^2}$ である．(2.19) 式の変換行列を用いることで，

$$\Delta \mathbf{u} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \Delta \mathbf{U} \tag{2.21}$$

の関係より，座標系 (S_1, S_2, S_3) における相対速度変化 $\Delta \mathbf{U}$ から，元の座標系における相対速度変化 $\Delta \mathbf{u}$ を導くことができる．

図 2.11 に示すように，衝突後の相対速度を

$$\mathbf{U}' = \begin{pmatrix} U'_x \\ U'_y \\ U'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \sin \Theta \cos \Phi \\ u \sin \Theta \sin \Phi \\ u \cos \Theta \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

とする．ここではまず，弾性衝突の場合について考え，衝突前後で相対速度の絶対値 u は変化しないものとする．すると，相対速度の変化量は

$$\begin{aligned}
 \Delta \mathbf{U} &= \mathbf{U}' - \mathbf{U} \\
 &= \begin{pmatrix} u \sin \Theta \cos \Phi \\ u \sin \Theta \sin \Phi \\ -u(1 - \cos \Theta) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

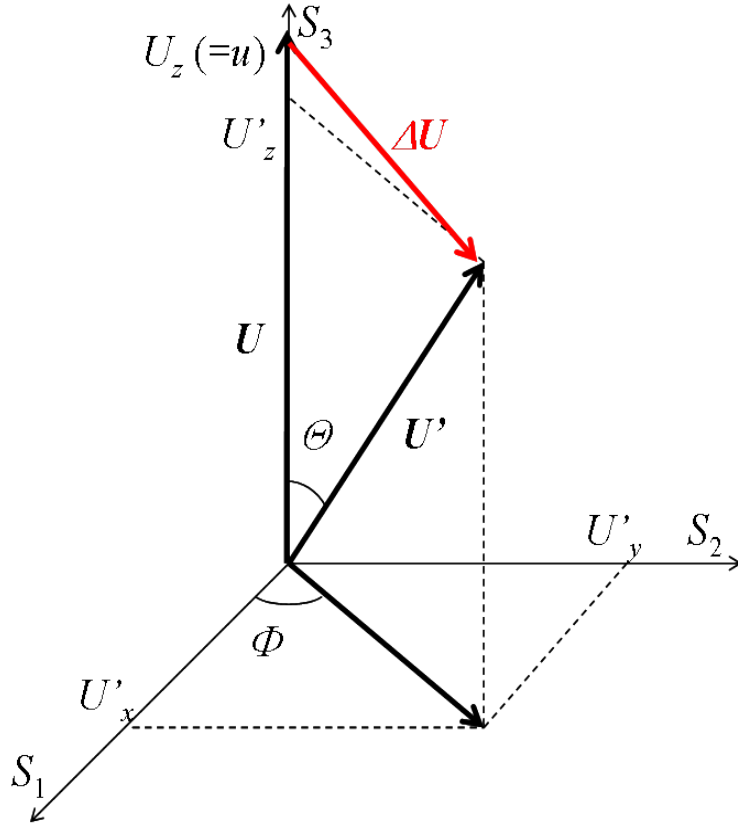


図 2.11 座標系 (S_1, S_2, S_3) における衝突前後の相対速度変化．

となる．これに対して，座標の逆変換を行うことで，元の座標系 (X, Y, Z) における相対速度変化は

$$\Delta u_x = \frac{u_x u_z}{u_{\perp}} \sin \Theta \cos \Phi - \frac{u_y u}{u_{\perp}} \sin \Theta \sin \Phi - u_x (1 - \cos \Theta) \quad (2.24)$$

$$\Delta u_y = \frac{u_y u_z}{u_{\perp}} \sin \Theta \cos \Phi + \frac{u_x u}{u_{\perp}} \sin \Theta \sin \Phi - u_y (1 - \cos \Theta) \quad (2.25)$$

$$\Delta u_z = -u_{\perp} \sin \Theta \cos \Phi - u_z (1 - \cos \Theta) \quad (2.26)$$

と得られる．但し， $u_{\perp} = 0$ となる場合には，

$$\Delta u_x = u \sin \Theta \cos \Phi \quad (2.27)$$

$$\Delta u_y = u \sin \Theta \sin \Phi \quad (2.28)$$

$$\Delta u_z = -u(1 - \cos \Theta) \quad (2.29)$$

となる．この $\Delta \mathbf{u}$ を (2.17) 式に用いることで，衝突前後の電子速度を計算することが可能である．非弾性衝突に対し，衝突による散乱角 Θ と Φ は，以下のように

0 以上 1 未満の値を取る一様乱数 χ_1, χ_2 から決めた；

$$\Theta = 2\pi\chi_1, \cos \Phi = 1 - 2\chi_2. \quad (2.30)$$

非弾性衝突過程に対するエネルギー及び運動量移行の計算

非弾性衝突における運動量移行を考える場合は，内部エネルギーの変化分を考慮しなければならない．そこで，以下のように非弾性衝突をモデル化する．まず衝突前後のエネルギー保存則は，非弾性衝突の反応エネルギー E_r を用いて

$$\frac{1}{2}m_\alpha \mathbf{v}_\alpha^2 + \frac{1}{2}m_\beta \mathbf{v}_\beta^2 = \frac{1}{2}m_\alpha \mathbf{v}'_\alpha{}^2 + \frac{1}{2}m_\beta \mathbf{v}'_\beta{}^2 + E_r \quad (2.31)$$

と記述される．これを相対座標系に直すと

$$\frac{1}{2}M \mathbf{v}_G^2 + \frac{1}{2}\mu \mathbf{u}^2 = \frac{1}{2}M \mathbf{v}'_G{}^2 + \frac{1}{2}\mu \mathbf{u}'^2 + E_r \quad (2.32)$$

が得られる．ここで $M = m_\alpha + m_\beta$ ， μ は換算質量

$$\mu = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \quad (2.33)$$

である．孤立系における運動量保存から，重心速度

$$\mathbf{v}_G = m_\alpha \mathbf{v}_\alpha + m_\beta \mathbf{v}_\beta \quad (2.34)$$

は衝突前後で変化しないため，相対速度 u, u' の関係

$$\frac{1}{2}\mu \mathbf{u}^2 = \frac{1}{2}\mu \mathbf{u}'^2 + E_r \Rightarrow u' = \sqrt{u^2 - \frac{2}{\mu}E_r} \quad (2.35)$$

が導かれる．

これより上記の議論では，前節の座標系 (S_1, S_2, S_3) における衝突後の相対速度の絶対値が $u \rightarrow u'$ と変わるため，相対速度変化 ΔU は，以下ようになる；

$$\Delta U = \begin{pmatrix} u' \sin \Theta \cos \Phi \\ u' \sin \Theta \sin \Phi \\ -u + u' \cos \Theta \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

座標の逆変換によって得られる元の座標系における相対速度変化は

$$\begin{aligned}
\Delta \mathbf{u} &= \mathbf{A}^{-1} \cdot \Delta \mathbf{U} \\
&= \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & -\sin \phi & \sin \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi & \cos \phi & \sin \theta \sin \phi \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u' \sin \Theta \cos \Phi \\ u' \sin \Theta \sin \Phi \\ -u + u' \cos \Theta \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} \frac{u_x u_z}{u_\perp} \frac{u'}{u} \sin \Theta \cos \Phi - \frac{u_y u'}{u_\perp} \sin \Theta \sin \Phi - u_x + u_x \frac{u'}{u} \cos \Theta \\ \frac{u_y u_z}{u_\perp} \frac{u'}{u} \sin \Theta \cos \Phi + \frac{u_x u'}{u_\perp} \sin \Theta \sin \Phi - u_y + u_y \frac{u'}{u} \cos \Theta \\ -u_\perp \frac{u'}{u} \sin \Theta \cos \Phi - u_z + u_z \frac{u'}{u} \cos \Theta \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.37}$$

と得られる．但し， $u_\perp = 0$ の場合は，

$$\Delta \mathbf{u} = \begin{pmatrix} u' \sin \Theta \cos \Phi \\ u' \sin \Theta \sin \Phi \\ -u + u' \cos \Theta \end{pmatrix} \tag{2.38}$$

となる．

電離反応による 2 次電子生成の扱い

背景粒子 A に電子 e_1 が衝突し，一価の正イオン A^+ と 2 次電子 e_2 が生成する過程は



と表される．これは表 2.3 に示した通りである．2 次電子の生成は本来三体問題であるが，簡単化のため，文献 [2.21] に倣って，(1)1 次電子 e_1 と中性粒子 A の衝突による中性粒子のエネルギー励起過程，(2) エネルギー励起した中性粒子の電離過程，(3)2 次電子 e_2 と 1 次電子 e_1 の相互作用の三段階に分け，それぞれを二体問題として扱う．

まず (1) エネルギー励起過程では，上記の非弾性衝突に対する速度変化計算を用いる．衝突前後の 1 次電子 e_1 と中性粒子 A の速度をそれぞれ $\mathbf{v}_{e_1}$, $\mathbf{v}_A$, $\mathbf{v}'_{e_1}$, $\mathbf{v}'_A$ とすると，それらの関係は

$$\mathbf{v}'_{e_1} = \mathbf{v}_{e_1} + \frac{m_A}{m_e + m_A} \Delta \mathbf{u}, \tag{2.40}$$

$$\mathbf{v}'_A = \mathbf{v}_A - \frac{m_e}{m_e + m_A} \Delta \mathbf{u} \tag{2.41}$$

と表される．ここで，相対速度変化 $\Delta \mathbf{u}$ は (2.37) 式と同様に得られる．

(2) 電離過程では中性粒子 A は，

$$\mathbf{v}_{e_2} = \mathbf{v}_{A^+} = \mathbf{v}_A, \quad m_e + m_{A^+} = m_A \quad (2.42)$$

を満たして正イオン A^+ と 2 次電子 e_2 に分離する．但し， $\mathbf{v}_{e_2}$ ， $\mathbf{v}_{A^+}$ ， m_{e_2} ， m_{A^+} は，それぞれ 2 次電子と正イオンの速度及び質量である．

最後に，1 次電子・2 次電子間衝突過程は，弾性衝突として扱う．2 粒子の質量が等しいので，衝突後の各粒子の速度は (2.17)，(2.18) 式から

$$\mathbf{v}_{e_1}'' = \mathbf{v}_{e_1}' + \frac{1}{2}\Delta \mathbf{u}' \quad (2.43)$$

$$\mathbf{v}_{e_2}' = \mathbf{v}_{e_2} - \frac{1}{2}\Delta \mathbf{u}' \quad (2.44)$$

と記述される．ここで， $\mathbf{v}_{e_1}''$ ， $\mathbf{v}_{e_2}'$ は弾性衝突後の各電子の速度である．相対速度を

$$\mathbf{u}' = \begin{pmatrix} u'_x \\ u'_y \\ u'_z \end{pmatrix} = \mathbf{v}_{e_1}' - \mathbf{v}_{e_2} \quad (2.45)$$

とすると，(2.24)-(2.26) 式と同様に

$$\Delta u'_x = \frac{u'_x u'_z}{u'_\perp} \sin \Theta \cos \Phi - \frac{u'_y u'}{u'_\perp} \sin \Theta \sin \Phi - u'_x (1 - \cos \Theta) \quad (2.46)$$

$$\Delta u'_y = \frac{u'_y u'_z}{u'_\perp} \sin \Theta \cos \Phi + \frac{u'_x u'}{u'_\perp} \sin \Theta \sin \Phi - u'_y (1 - \cos \Theta) \quad (2.47)$$

$$\Delta u'_z = -u'_\perp \sin \Theta \cos \Phi - u'_z (1 - \cos \Theta) \quad (2.48)$$

と得られる．但し， $u'_\perp = 0$ となる場合には，

$$\Delta u'_x = u' \sin \Theta \cos \Phi \quad (2.49)$$

$$\Delta u'_y = u' \sin \Theta \sin \Phi \quad (2.50)$$

$$\Delta u'_z = -u' (1 - \cos \Theta) \quad (2.51)$$

となる．

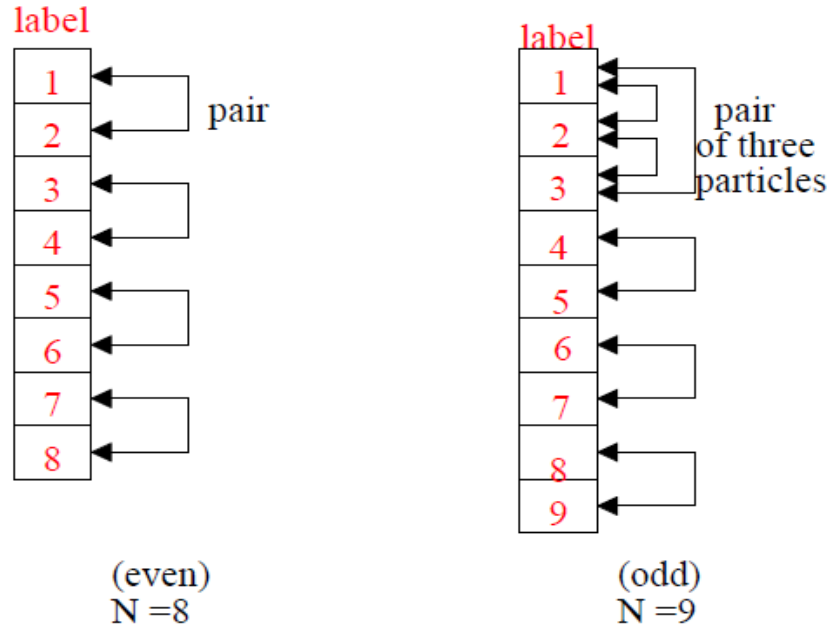


図 2.12 二体衝突モデルにおける各セル内の電子対決定方法．セル内の電子数 N が偶奇である例として， $N = 8, 9$ の場合を示した．

2.2.6 (E) クーロン衝突計算

電子間クーロン衝突は上記で考慮した衝突過程と異なり，解析している電子同士のエネルギーと運動量移行を扱う．この場合は衝突前後の 2 粒子としてだけでなく，系内全体として運動量・エネルギーの保存則が保たれることに注意する必要がある．これを解決するために，クーロン衝突計算には二体衝突モデル (Binary Collision Model ; BCM) [2.22] が適用される．

BCM では，負イオン源内はセルに分割され，各セル内でランダムに電子対が作られる．そのためにまず各セル内の電子数がカウントされ，また各電子はラベル付けされる．電子対の決定方法の概念図を図 2.12 に示す．電子数が偶数であれば 2 電子対のみ，奇数であれば最初の 3 つの電子を 1 対として扱う．

クーロン衝突による運動量移行の計算は，セル内の全運動量・エネルギー保存が成立するように行われる．ここでも前節における弾性衝突の運動量移行計算と同様に，2 電子を α, β と置き，衝突前後の速度を $v_\alpha, v_\beta, v'_\alpha, v'_\beta$ とする．同時

に，相対速度は

$$\begin{aligned}\mathbf{u} &= \mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta \\ \mathbf{u}' &= \mathbf{v}'_\alpha - \mathbf{v}'_\beta \\ \Delta\mathbf{u} &= \mathbf{u}' - \mathbf{u}\end{aligned}\tag{2.52}$$

と記述することで，それぞれの衝突後の速度は

$$\mathbf{v}'_\alpha = \mathbf{v}_\alpha + \frac{1}{2}\Delta\mathbf{u}\tag{2.53}$$

$$\mathbf{v}'_\beta = \mathbf{v}_\beta - \frac{1}{2}\Delta\mathbf{u}\tag{2.54}$$

と計算できる．また散乱角 Θ , Φ を用いて，相対速度変化 $\Delta\mathbf{u}$ は

$$\Delta u_x = \frac{u_x u_z}{u_\perp} \sin \Theta \cos \Phi - \frac{u_y u}{u_\perp} \sin \Theta \sin \Phi - u_x (1 - \cos \Theta)\tag{2.55}$$

$$\Delta u_y = \frac{u_y u_z}{u_\perp} \sin \Theta \cos \Phi + \frac{u_x u}{u_\perp} \sin \Theta \sin \Phi - u_y (1 - \cos \Theta)\tag{2.56}$$

$$\Delta u_z = -u_\perp \sin \Theta \cos \Phi - u_z (1 - \cos \Theta).\tag{2.57}$$

と得られる．但し， $u_\perp = 0$ となる場合には，

$$\Delta u_x = u \sin \Theta \cos \Phi\tag{2.58}$$

$$\Delta u_y = u \sin \Theta \sin \Phi\tag{2.59}$$

$$\Delta u_z = -u(1 - \cos \Theta).\tag{2.60}$$

となる．前節の NCM では散乱角 Θ , Φ を一様乱数から決定した．電子の衝突相手である中性粒子や正イオンが磁力線に捕われずに等方的な速度分布を持つことで，電子と衝突相手の相対速度変化 $\Delta\mathbf{u}$ も等方的になるためである．一方，磁力線に捕捉された電子間の微小角散乱を扱うクーロン衝突計算では，相対速度変化 $\Delta\mathbf{u}$ における散乱角 Θ は，各空間セル内のプラズマパラメータに依存する．散乱角は，以下の議論から得られる平均値と分散値を満たすように計算される．

ここで，粒子 α , β の衝突前後の運動量移行 $\Delta\mathbf{p}_\alpha = m_\alpha \Delta\mathbf{v}_\alpha$ ，及び $\Delta\mathbf{p}_\beta = m_\beta \Delta\mathbf{v}_\beta$ は以下の関係を持つ；

$$\Delta\mathbf{p}_\alpha = -\Delta\mathbf{p}_\beta = \mu \Delta\mathbf{u}.\tag{2.61}$$

右辺の μ は換算質量 $m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ を表す．また相対速度変化 $\Delta\mathbf{u}$ は，図 2.13

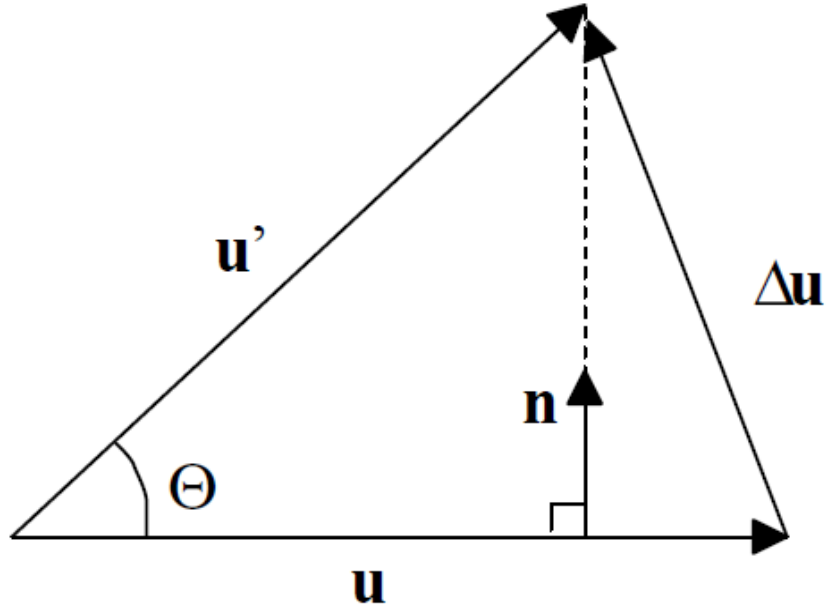


図 2.13 衝突前の相対速度に対し平行・垂直な成分の概念図．

に示されるように元の相対速度 u に平行な成分と垂直な成分に分割できる．

$$\begin{aligned}\Delta \mathbf{u} &= u \sin \Theta \mathbf{n} - (1 - \cos \Theta) \mathbf{u} \\ &= u \sin \Theta \mathbf{n} - 2 \sin^2(\Theta/2) \mathbf{u}.\end{aligned}\tag{2.62}$$

ここで， $\mathbf{n}$ は衝突前の相対速度に対して垂直方向の単位ベクトルである．運動量移行の垂直成分は散乱角 Φ が等方的に一樣であるため平均的には 0 となる一方，平行成分の平均値を再現するような散乱角 Θ を与える確率分布が必要となる．上記より，運動量移行の平行成分は

$$\Delta p_{\alpha\parallel} = -2\mu \sin^2(\Theta/2)\tag{2.63}$$

と記述できる．

さらに，ラザフォード散乱の議論から運動量移行の平均値が導出できる．相対速度 u を用いると，電子 α に対するクーロン衝突による衝突周波数は，

$$\nu = n_{\beta} \sigma(\Theta, u) u\tag{2.64}$$

と得られる．但し， n_{β} 及び $\sigma(\Theta, u)$ は，電子密度及び散乱角 Θ に対するクーロン衝突の微分断面積である．ラザフォード散乱による微分断面積は，以下のように

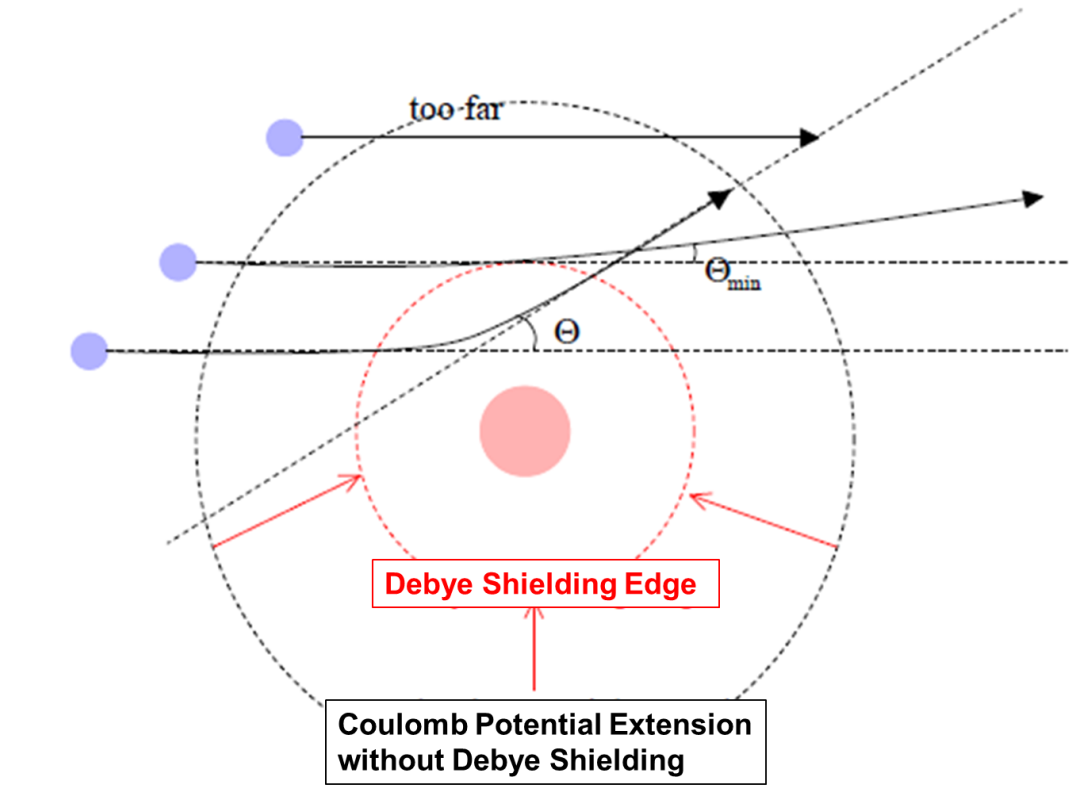


図 2.14 Debye 遮蔽によるクーロン衝突散乱角の最小値発生 .

記述される ;

$$\sigma(\Theta, u) = \frac{q_\alpha^2 q_\beta^2}{(8\pi\epsilon_0 \mu u^2 \sin^2(\Theta/2))^2}. \quad (2.65)$$

従って , ある時間 Δt に Θ 方向へ散乱される粒子数は $n_\beta \sigma(\Theta, u) u \Delta t$ となる . これより , (2.63) 式で得られた運動量移行の平均値は ,

$$\langle \Delta \mathbf{p}_{\alpha\parallel} \rangle = n_\beta u \Delta t \int \Delta \mathbf{p}_{\alpha\parallel} \sigma(\Theta, u) d\Omega \quad (2.66)$$

と得られる . ここで $d\Omega = \sin \Theta d\Theta d\Phi$ は立体化角成分を表す . したがって , 単位

時間当たりの運動量移行の平均値は，

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{\Delta \mathbf{p}_{\alpha\parallel}}{\Delta t} \right\rangle &= n_{\beta} u \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \Delta \mathbf{p}_{\alpha\parallel} \sigma(\Theta, u) \sin \Theta d\Theta d\Phi \\
&= -8\pi \mu n_{\beta} u \int_0^{\pi} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \sigma(\Theta, u) \sin \Theta d\Theta \\
&= -\frac{8\pi e^4 \mu n_{\beta} u}{(8\pi \epsilon_0 \mu u^2)^2} \int_0^{\pi} \frac{\sin^3(\Theta/2) \cos(\Theta/2)}{\sin^4(\Theta/2)} d\Theta \\
&= -\frac{e^4 n_{\beta}}{8\pi \epsilon_0^2 \mu u^3} \int_0^{\pi} \cot \frac{\Theta}{2} d\Theta
\end{aligned} \tag{2.67}$$

となる．但し電子に対して $q_{\alpha}^2 = q_{\beta}^2 = e^2$ を用いた．さらに，上記の積分 $\int \cot(\Theta/2) d\Theta$ の積分範囲は $0 \rightarrow \pi$ から $\Theta_{\min} \rightarrow \pi$ に変更される．これは，図 2.14 に示すように，プラズマ中における Debye 遮蔽のためにクーロン衝突の散乱角が 0 より大きい最小値 $\Theta_{\min}$ を持つためである．上記の積分結果はクーロン対数 [2.23]- [2.25]

$$\Lambda = \int_{\Theta_{\min}}^{\pi} \cot \frac{\Theta}{2} d\Theta \tag{2.68}$$

と呼ばれ，10 – 20 程度の値を取り，本モデルでは $\Lambda = 20$ として計算を行った．クーロン対数を用いると，運動量移行レートの平均値は

$$\left\langle \frac{\Delta \mathbf{p}_{\alpha\parallel}}{\Delta t} \right\rangle = -\frac{e^4 n_{\beta} \Lambda}{8\pi \epsilon_0^2 \mu u^3}. \tag{2.69}$$

と得られる．

このような運動量移行の平均値を満たす散乱角 Θ について考える．(2.63) 式を扱いやすくするため，確率分布関数 $\delta = \tan(\Theta/2)$ を導入する．さらに δ の従う確率分布を正規分布とし，その平均を 0，分散を

$$\langle \delta^2 \rangle = -\frac{e^4 n_{\beta} \Lambda}{8\pi \epsilon_0^2 \mu^2 u^3} \Delta t \tag{2.70}$$

と決める．すると，

$$1 - \cos \Theta = \frac{2\delta^2}{(1 + \delta^2)} \tag{2.71}$$

が得られ，上の議論中 (2.62) 式 1 行目の相対速度変化の平行成分は，

$$\begin{aligned}
\Delta \mathbf{u}_{\parallel} &= -u(1 - \cos \Theta) \\
&= -u \frac{2\delta^2}{(1 + \delta^2)}
\end{aligned} \tag{2.72}$$

と記される．クーロン衝突の大部分が微小角散乱であり，

$$\delta^2 \ll 1 \quad (2.73)$$

が成り立つとき， $1 - \cos \Theta \sim 2\delta^2$ が得られる．これを $\Delta \mathbf{u}_{\parallel}$ に代入し，その平均値を取ると (2.70) 式から

$$\left\langle \frac{\Delta \mathbf{u}_{\parallel}}{\Delta t} \right\rangle = -\frac{e^4 n_{\beta} \Lambda}{8\pi \epsilon_0^2 \mu^2 u^3} \quad (2.74)$$

と，ラザフォード散乱の議論から得られた相対座標系における運動量移行の理論式が満たされる．以上から，散乱角 Θ の決定には，平均値が 0 で分散が (2.70) 式で与えられる正規分布に従う確率分布関数 δ を用いる．

2.2.7 (F) 電子エネルギー分布関数，及び電子温度・密度の計算

電子の生成，消滅，輸送過程が定常状態が得られるまで計算した後，電子の位置座標とエネルギーの情報から EEDF が計算される．具体的には，負イオン源内の実空間 3 次元，及びエネルギー空間 1 次元の 4 次元セルを定義し，各セル内の電子数がカウントされる．本解析では負イオン源内をセル数 $N = 120 \times 240 \times 100$ 分割し，さらにエネルギー空間では $0 - 300$ eV を 1 eV ごとに区切り，各セル内の電子数をカウントした．得られる各セル内の電子数に，計算で考慮していた重みを掛け，4 次元セルの体積で割ることで EEDF f_e が計算される．

また得られた EEDF から，以下の方法によって電子温度の空間分布を計算することが可能である．解析から得られる EEDF の熱電子成分は Maxwell 分布

$$f_{e,\text{thermal}}(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{E^{1/2}}{(k_B T_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) \quad (2.75)$$

に緩和している．ここで $f_{e,\text{thermal}}(E)$ はエネルギー E に対する EEDF の熱電子成分である．このとき，プローブ計測における電子温度の計算 (2.1) 式と同様，電子温度は次のように見積もられる．まず，EEDF を $E^{1/2}$ で割ったもの (Electron Energy Probability function ; EEPF) は

$$\begin{aligned} F_e(E) &= f_e(E)/E^{1/2} \\ &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(k_B T_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) \\ &= C_0 \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) \end{aligned} \quad (2.76)$$

と得られる．係数を移項し，両辺の対数を取ると

$$\ln \left(\frac{F_e(E)}{C_0} \right) = -\frac{1}{k_B T_e} E \quad (2.77)$$

となる．これより，解析によって得られた EEPF の傾きから，電子温度を見積もることができる．プローブ計測の (2.1) 式に対応させると，

$$\frac{\ln(F_e(E_1)/C_0) - \ln(F_e(E_2)/C_0)}{E_1 - E_2} = -\frac{1}{k_B T_e} \quad (2.78)$$

と記述できる．ここで E_1, E_2 は EEDF 及び EEPF の熱電子成分が存在するエネルギー範囲である．一方，各セル内の電子密度 n_e は EEDF をエネルギー空間内で積分することで得られる．

$$n_e = \int_0^{E_{\max}} f_e(E) dE. \quad (2.79)$$

ここで $E_{\max}$ は，解析モデルで考慮される電子エネルギーの最大値である．

2.3 本研究における解析コードの改善点

従来の解析モデルでは，クーロン衝突を扱う二体衝突モデル (Binary Collision Model ; BCM) [2.22] を使って，電子の運動論を正確に考慮したが，計算セルの空間的なサイズは注目されてこなかった．セルのサイズが大きすぎると，位置が離れている 2 電子同士で衝突計算が行われ，そのために局所的にクーロン衝突が過大評価される．

負イオン源内の電子は系内の $10^1 - 10^2$ Gauss の磁力線に捕われており，衝突過程を考慮しなければこの磁力線に垂直な拡散現象を記述できない．電子の拡散係数は磁力線平行方向に対し，衝突周波数 ν を用いて

$$D_{\parallel} = \frac{k_B T_e}{m_e \nu} \quad (2.80)$$

で与えられる [2.26]．磁力線垂直方向の拡散は，電子のサイクロトロン角周波数 $\omega_C = qB/m_e$ を用いて

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + (\omega_C/\nu)^2} \quad (2.81)$$

と記述され，磁束密度に依存性を持つ．一般的に，同種粒子間のクーロン衝突は，一様磁場中において，拡散過程には寄与しない [2.27]．しかし，空間変化する負

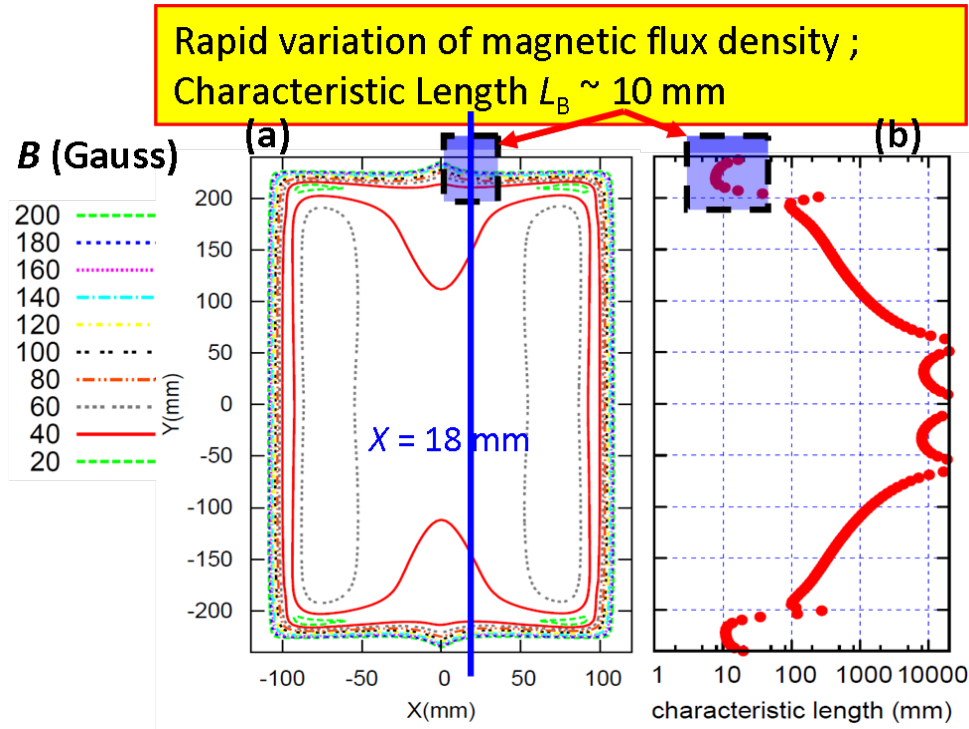


図 2.15 負イオン源ドライバー領域 ($Z = 80$ mm) における (a) XY 平面内の磁束密度分布, 及び (b) $X = 18$ mm 位置における磁束密度の空間変化に対する特徴的な長さ $L_B = |\nabla \mathbf{B} / B|^{-1}$ の Y 方向分布 ([2.30] より引用).

イオン源内の磁場配位中では, 電子間クーロン衝突は電子の拡散過程に寄与する. 従来の磁気フィルターを導入した放電試験におけるプローブ計測の結果から, 負イオン源内の磁力線が強く, 磁力線垂直拡散係数が高い領域ほど, 電子温度が下がることが確認されている [2.28], [2.29]. このような拡散現象は, 磁力線垂直拡散を支配する衝突として, 背景粒子との弾性・非弾性衝突ではなくクーロン衝突を考慮した場合にのみ説明できる. 荷電粒子 α が密度 n_β で与えられる荷電粒子 β のプラズマ中を移動する際のクーロン衝突周波数 ν は, 粒子 α に速度 u を用いて以下のように記述される;

$$\nu = \frac{n_\beta q_\alpha^2 q_\beta^2 \Lambda}{4\pi\epsilon_0 m_\alpha \mu u^3}. \quad (2.82)$$

ここで Λ はクーロン対数である. 荷電粒子 α の速度が, ほぼ温度 T で決まる熱速度 $u = \sqrt{k_B T / m_\alpha}$ であると考えれば, クーロン衝突周波数は, 荷電粒子の温度 T に対し,

$$\nu \propto T^{-3/2} \quad (2.83)$$

の依存性を持つことが分かる. これを磁場垂直拡散係数に考慮すると, 磁場が強

く ω_C が高い領域ほど，低電子温度のプラズマが実現する従来の測定結果と一致する．

上記の議論から，数値モデルで磁力線垂直拡散を扱うためには，クーロン衝突周波数 ν とサイクロトロン角周波数 ω_C の比を正確に考慮することが重要となる．解析において BCM の計算セルが大きく，各セル内における磁場の空間変化率が高いと，セル内で ω_C が大きく変化するにも拘らず衝突周波数 ν が一様となり，磁力線垂直拡散が過大，或いは過小評価される可能性がある．これを解決するため，本研究では磁束密度の空間変化に関する特徴的な長さを以下のように定義した；

$$L_B = |\nabla B / B|^{-1}. \quad (2.84)$$

ここで B は負イオン源内の磁束密度であり， ∇B は B の勾配である．図 2.15 (a) に負イオン源ドライバー領域における XY 面内の磁束密度分布，(b) に XY 面内中心 ($X = 18$ mm) における L_B の Y 方向分布を示した．負イオン源内の磁束密度は，カスプ磁石が存在する壁近傍で最も高く，また急峻に変化しており，その結果チャンバー中心付近では $L_B = 10^2 - 10^4$ mm，壁近傍では $L_B = 10$ mm 程度となる．以上より，従来チャンバーサイズ程度 $10^2 - 10^3$ mm 程度であったセルサイズを，今回は各方向に 2 mm として解析を行った．

2.4 結果と考察

2.4.1 負イオン源内の電子分布

図 2.16 は，負イオン源内の 3 次元的な電子の位置座標を 2 次元 (XY 面) に投影した空間分布を示す．図の赤い点はエネルギーが $E = 55 - 65$ eV の範囲にある高速電子，青色の点は $E = 15 - 25$ eV の熱電子をそれぞれ表す．高速電子の多くは，フィラメントから初期エネルギー $E = 60$ eV で生成された 1 次電子である．図に見られるように，高速電子はフィラメント位置から長手 (+Y) 方向に向かって，側壁 ($X_{\text{wall}} = \pm 120$ mm) 付近を移動し，その後， $Y \sim 190$ mm の上部領域に蓄積される．このような 1 次電子の軌道は，主としてフィラメント近傍の磁力線と磁場勾配による grad- B ドリフト

$$\mathbf{v}_{\text{drift}} = \frac{E_{\perp}}{qB} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (2.85)$$

によるものである．ここで $E_{\perp}$ は磁力線垂直方向の電子の運動エネルギーを表す．これより，高エネルギーの電子は低エネルギーのものに比べて強い grad- B ドリフ

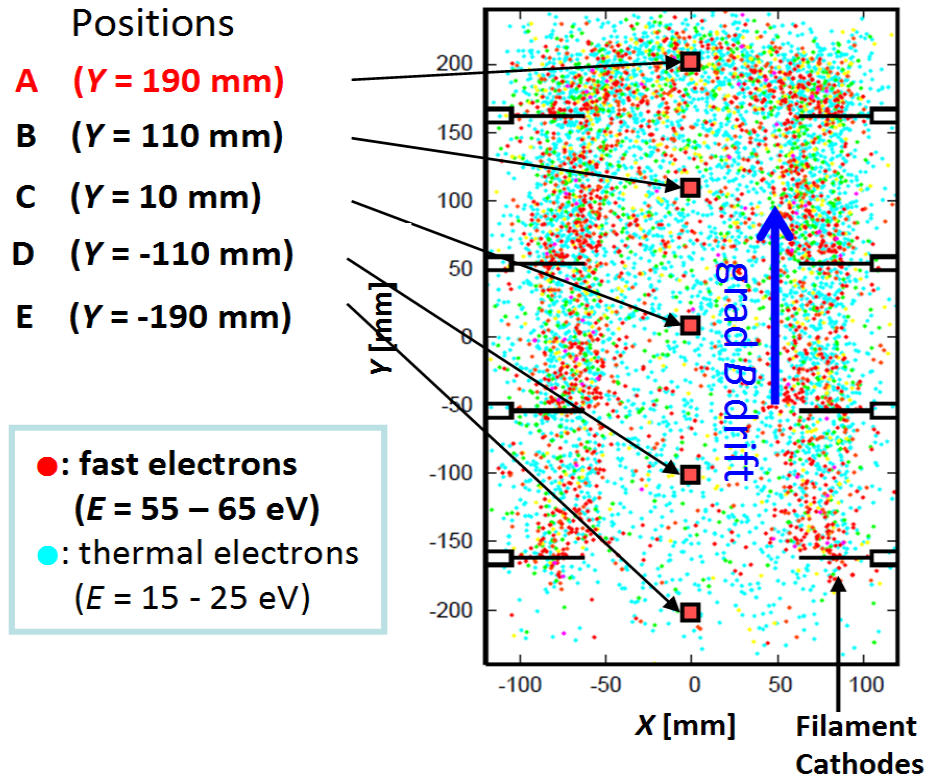


図 2.16 負イオン源内の 3 次元電子的位置を XY 面内に投影した 2 次元分布；赤い点はエネルギーが 55 – 65 eV の範囲にある高速電子，青い点は 15 – 25 eV の範囲にある熱電子を表す．また A – E に，後述の非平衡 EEDF を計算した位置を示す（[2.30] より引用）．

トの影響を受ける．

図 2.17 は負イオン源 XZ 面内に投影した負イオン源内の 3 次元電子位置を示す．図の高速電子（赤い点）の約 76 % は，4 番目のカスプ磁石とフィルター磁石の間の側壁近傍領域に存在する．側壁付近では，4 番目のカスプ磁石とフィルター磁石による磁場がリンクし，数 100 Gauss のカスプ磁場を生成する．さらに，この強磁場はフィラメント位置まで侵入する．高速電子の大部分はフィラメントから生成された直後に，この強磁場に捕われる．図 2.18 は，XZ 面内の磁場強度分布を示す．チャンバー中心 $|X| < 50 \text{ mm}$ から壁近傍に向かって磁場勾配 ∇B がある．このため，チャンバーの両側壁近傍で $+Y$ 方向への grad- B ドリフトが生じる．

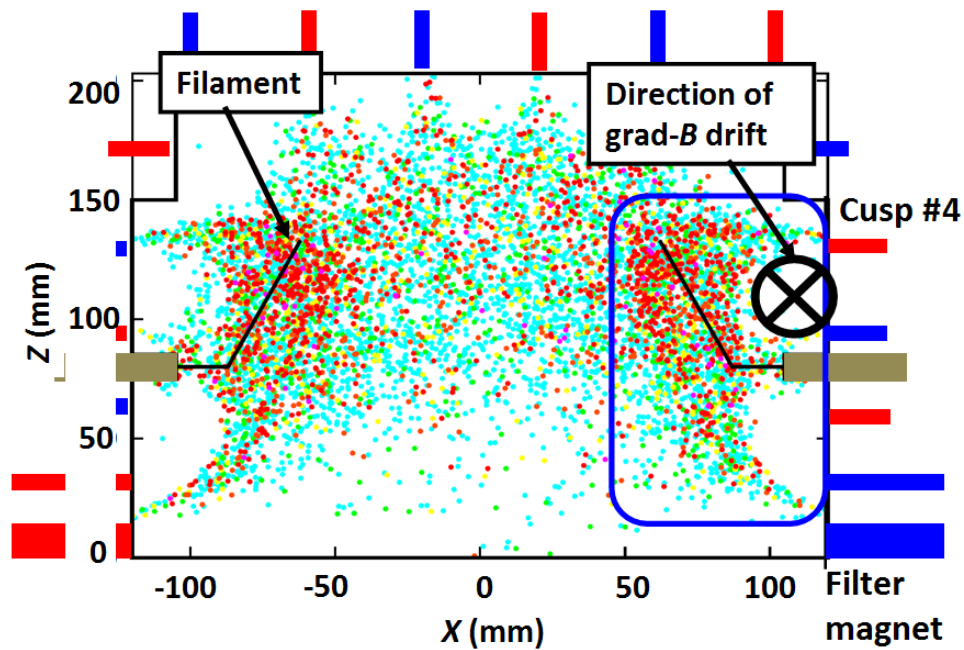


図 2.17 負イオン源内の 3 次元的な電子位置を XZ 面内に投影した 2 次元分布；赤い点はエネルギーが 55 – 65 eV の範囲にある高速電子，青い点は 15 – 25 eV の範囲にある熱電子を表す（[2.30] より引用）。

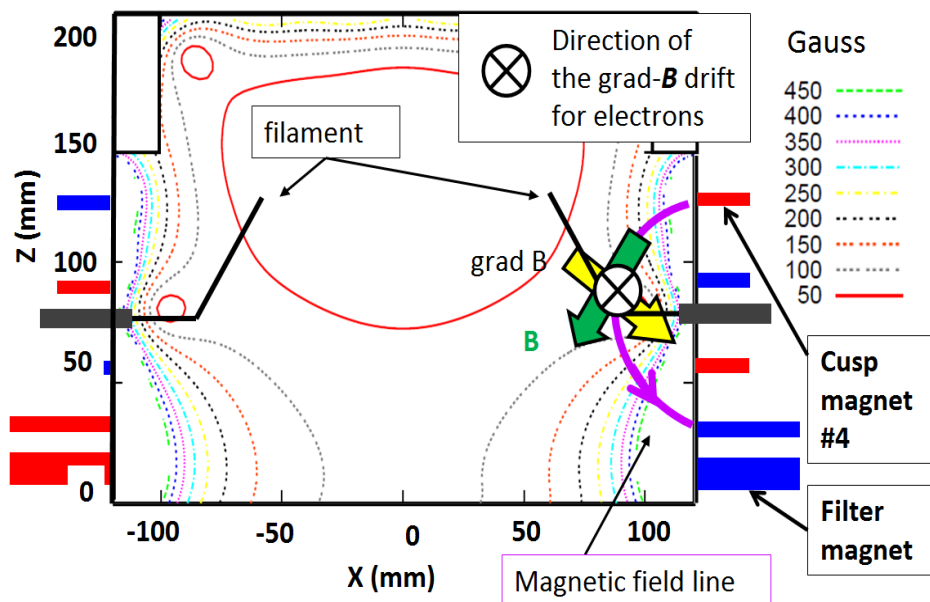


図 2.18 負イオン源 XZ 面内における磁場強度分布と，カusp・フィルター磁石配置．

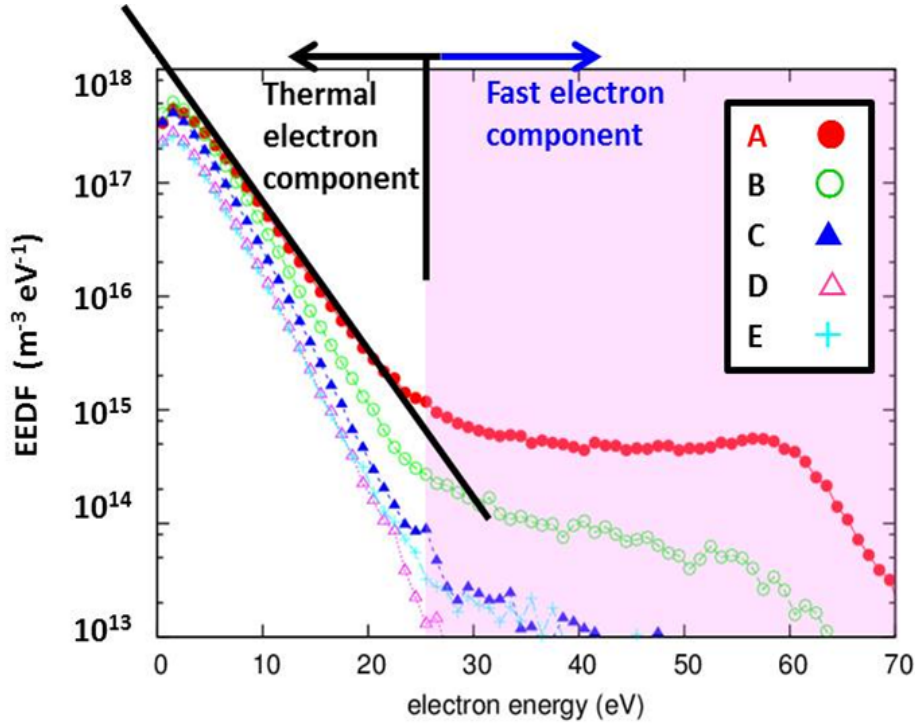


図 2.19 図 2.16 の位置 A–E における EEDF 計算結果 ([2.30] より引用).

2.4.2 負イオン源内の非平衡 EEDF 計算結果

2.2.7 節で述べたように、電子輸送解析で電子の位置、及びエネルギーが得られ、これらより EEDF の空間分布が計算される。図 2.16 の A–E の位置における EEDF の計算結果を図 2.19 に示す。A–E の位置は、 $X = 20 \text{ mm}$ 、 $Z = 80 \text{ mm}$ に対し、A: $Y = 190 \text{ mm}$ 、B: $Y = 110 \text{ mm}$ 、C: $Y = 10 \text{ mm}$ 、D: $Y = -110 \text{ mm}$ 、E: $Y = -190 \text{ mm}$ である。解析から、負イオン源上部領域(位置 A)では、EEDF が 2 成分を示す結果が得られた。1 つはエネルギーが $E < 25 \text{ eV}$ の電子によって形成される熱電子成分であり、これは電子温度 $T_e \sim 4 \text{ eV } k_B^{-1}$ の熱平衡 Maxwell 分布 (2.75) 式に従う。もう一方は、 $E > 25 \text{ eV}$ 以上のエネルギーを持つ高速電子による非平衡成分である。(2.85) 式より、高エネルギーの電子ほど長手方向へ強い grad- B ドリフトを生じる。その結果、図 2.19 の EEDF に非平衡成分(高速電子)を有する。対照的に下部領域における EEDF は、電子温度 $T_e = 2 - 3 \text{ eV } k_B^{-1}$ に対応する熱電子しか存在しない。この原因は、熱電子が (i) $+Y$ 方向の grad- B ドリフトの影響を受けにくいだけでなく、(ii) (2.81) 式で示したクーロン衝突が磁力線垂直拡散に強く寄与して、系内全体に分布するためである。以上から、上

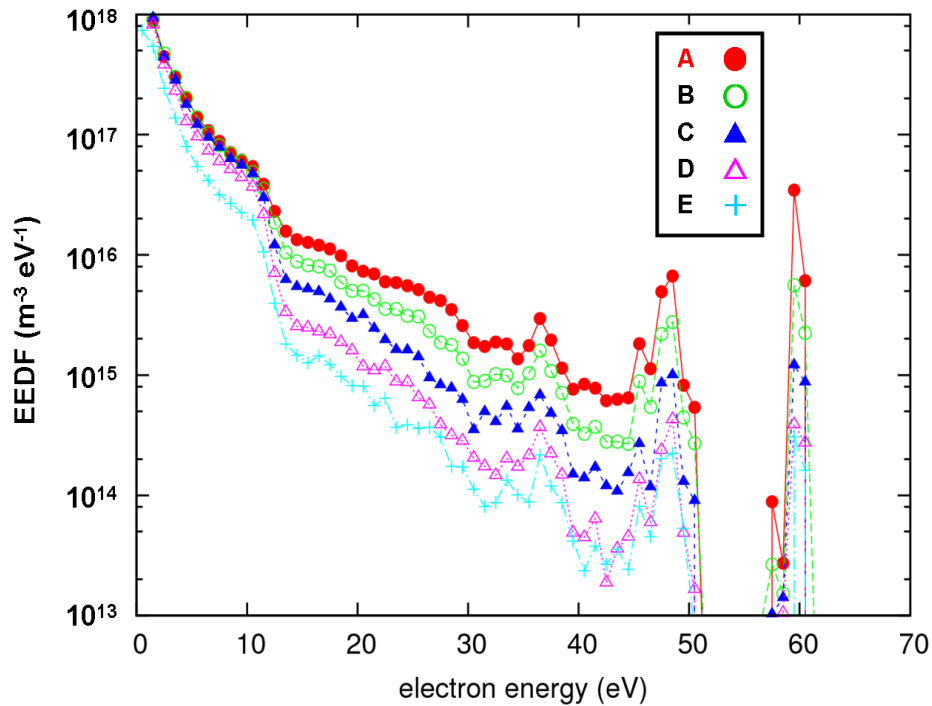


図 2.20 電子間クーロン衝突の影響を考慮しない場合における EEDF の空間分布計算結果．図中の A–E は図 2.16 と同じ負イオン源内の位置を示す．

部では EEDF は高エネルギー成分を有し，下部では高エネルギー成分は存在しない．言い換えると，EEDF の空間分布に非一様性が発現している．

また，フィラメントから 60 eV の初期エネルギーで生成される 1 次電子は，非弾性衝突やエネルギーの低い電子との衝突によって徐々にエネルギーを失う．一方，電離によって生成される 2 次電子は低い初期エネルギーを持つため，図 2.16 で示した上部領域に蓄積する高速電子は，フィラメントで生成された後，衝突によるエネルギー緩和を受けずに輸送された 1 次電子であることが分かる．図 2.19 に示される位置 A の EEDF では，非平衡成分が 25 – 60 eV までの幅広い分布を取る．これは高速電子が，ドリフトによって上部領域まで輸送された後に，非弾性衝突やクーロン衝突によるエネルギー緩和を起こすために生じる．負イオン源内の磁束密度とその勾配は複雑な空間分布を持ち，それ故にドリフト速度を見積もることは難しい．しかし，数値解析で電子の運動をシミュレートして，1 次電子がドリフトによって上部に輸送される時間スケールが，衝突の時間スケールより十分早いことが理解できる．

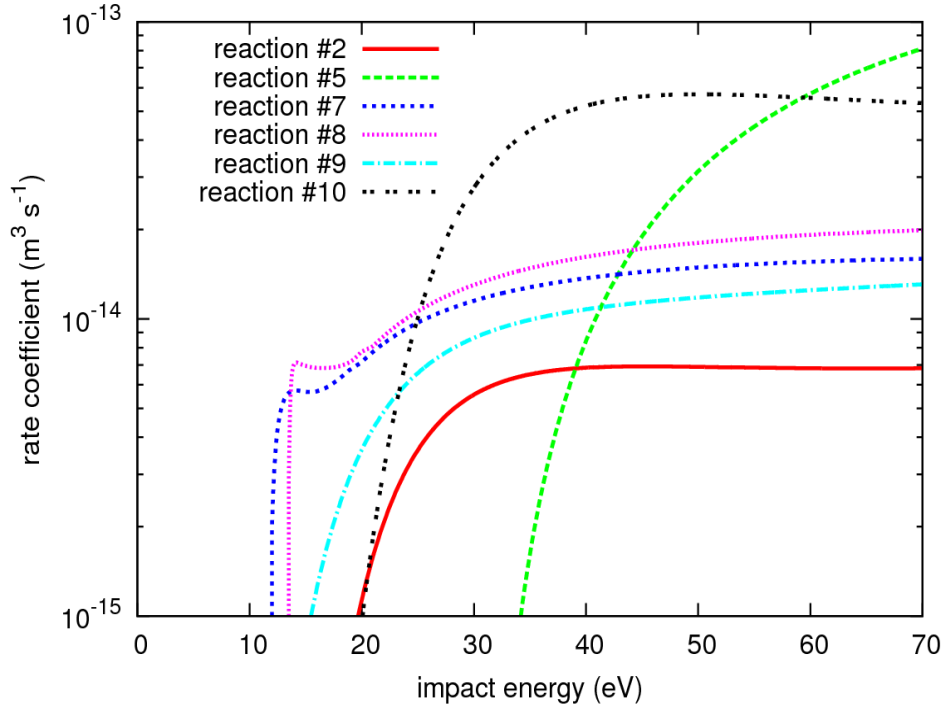


図 2.21 $E = 30$ eV 以上の高速電子に対し，高い反応速度係数を持つ非弾性衝突過程．図中の反応番号は表 2.3 で示した反応番号を表す．

表 2.4 高速電子に対して支配的に起こる非弾性衝突過程と断面積データの引用元．表内の*は電子励起状態を表す．

#	Reactions
2 H ₂ Dissociation 2	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + \text{H}_2(1s\sigma_g, n\lambda {}^1\Lambda) \rightarrow e + \text{H}(1s) + \text{H}^*(2s)$
5 H ₂ Dissociative Ionization	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+; v=0) \rightarrow e + \text{H}^+ + \text{H}(1s)$
7 Vibrational Excitation 2	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + \text{H}_2(B^1\Sigma_u^+) \rightarrow e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+; v=1-15)$
8 Vibrational Excitation 3	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + \text{H}_2(C^1\Pi_u) \rightarrow e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+; v=1-15)$
9 H ₂ Electronic Excitation	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + \text{H}_2^*(B^1\Sigma_u^+)$
10 Non-Dissociative Ionization	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + \text{H}_2^+ + e$

反応 2 における式中の $(1s\sigma_g, n\lambda|{}^1\Lambda)$ 準位は分子のリュードベリ準位を表す．

このような EEDF のプロファイルは、2.3 節で示したように、負イオン源内の空間変化する磁場中における電子のクーロン衝突を詳細に取り入れたために得られた。図 2.20 には、電子輸送解析に BCM を適用せず、電子間クーロン衝突を無視して計算した EEDF を示す。図中の A–E は図 2.16 で示した位置である。空間各位置における EEDF は、主として $E = 36, 48, 60$ eV 付近でピークを示す。また $E = 30$ eV, $E = 10$ eV では、EEDF が不連続に変化し、低エネルギーの EEDF が高い値を持つ。特に $E < 10$ eV では、 $E = 0$ 近傍ほど EEDF の傾きが急峻となり、そのために (2.78) 式の関係から電子温度を定義することができない。

$E = 60$ eV で EEDF のピークが見られる原因は、フィラメントより 60 eV の初期エネルギーを持って生成された高速電子が、クーロン衝突によるエネルギー緩和を受けないためである。高速電子は背景粒子との非弾性衝突を介してのみエネルギー緩和するため、支配的な非弾性衝突の反応エネルギーを電子は初期エネルギーから差し引いたエネルギーのみを取る。図 2.21 には、 $E = 30$ eV 以上の高速電子に対して高い反応速度係数を示す非弾性衝突過程を示した。図中の反応番号は表 2.3 中と同じものである。説明に必要な反応過程のみを表 2.4 に再掲した。反応# 7, 8 は電子衝突による分子の振動励起過程、反応# 9 は分子の電子励起過程である。これらの反応エネルギーは、それぞれ、11.61 eV, 12.68 eV, 11.37 eV である。この反応エネルギーの大部分は電子の運動エネルギーから差し引かれるため、 $E = 60$ eV で生成された高速電子は、上記の衝突により 11 – 12 eV 程度のエネルギーを失う。そのため、クーロン衝突を考慮しない EEDF は $E = 48$ eV にピークを持つ。さらに、図 2.21 より $E = 48$ eV 前後のエネルギーを持つ電子に対しても上記の反応# 7 – 9 が支配的に寄与するため、 $E = 36$ eV 近傍にも EEDF のピークが現れる。一方、反応# 5 の解離性電離過程は $E = 60$ eV のエネルギーを持つ電子に対して最も高い反応断面積を持つ。解離性電離過程の反応エネルギーは 30.6 eV であるため、フィラメントから生成された直後の高速電子から $E \lesssim 30$ eV が生成される。これにより、EEDF の $E = 30$ eV 以下の成分が、より高エネルギーの成分（ピーク以外）より高い値を持つ。また、反応# 2, 10 の分子の電離及び解離過程は、それぞれ 14.9 eV, 15.4 eV の反応エネルギーを持ち、EEDF の $E = 45$ eV 近傍のピークや、 $E < 30$ eV の成分を形成する。 $E = 10$ eV 以下の EEDF の成分が特に高い割合を示す理由は、負イオン源内の電子に支配的な反応過程が 10 eV 以上の反応エネルギーを持つためである。 $E < 10$ eV の低エネルギー電子は、非弾性衝突によるエネルギー緩和をほとんど受けないために高い割合で存在するようになり、EEDF は $E = 10$ eV 近傍で不連続となる。

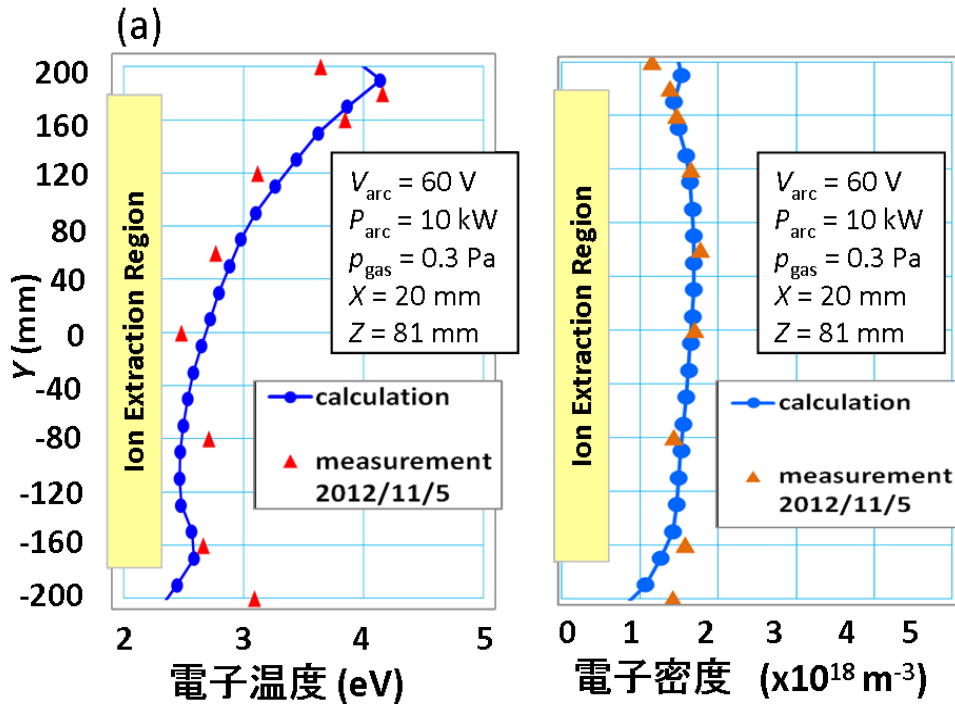


図 2.22 負イオン源ドライバー領域 ($Z = 80 \text{ mm}$) における長手方向電子温度・数密度分布の解析結果、及びプローブ計測結果の比較 ([2.30] より引用)。

エネルギー緩和が進んだ電子は再結合によって失われるが、再結合過程の反応速度係数は 0.1 eV 以下のエネルギー領域で、他の非弾性衝突過程と競合するため、 $E > 0.1 \text{ eV}$ では EEDF が高い値を持つ。

2.4.3 解析結果とプローブ計測結果の比較

図 2.19 において、上部領域 (位置 A) では熱電子成分の温度も、他の領域 (位置 B–E) の温度に比べて高い。これは上部領域に多い高速電子がエネルギー緩和して、低エネルギー ($E < 25 \text{ eV}$) の熱電子へ遷移するためである。熱電子成分のプロファイルが変わることにより、(2.78) 式から見積もられる電子温度の値が変化する。図 2.19 の EEDF は、 $E < 25 \text{ eV}$ の領域を占める熱電子成分が平衡 Maxwell 分布に従うことから、(2.78) 式における E_1 , E_2 をそれぞれ 0 , 25 eV とし傾きを計算した。

本解析とプローブ計測から得られる負イオン源内電子温度・数密度の長手方向分布を図 2.22 に示す。図 2.22 (a) に示されるように、両結果において電子温度

は非一様な空間分布を示し，チャンバー上部 ($Y > 190 \text{ mm}$) で $T_e \sim 4 \text{ eV } k_B^{-1}$ 程度，それより下部の領域で $T_e = 2 \text{ eV } k_B^{-1}$ 程度となった．この傾向は解析とプローブ計測の両方で見られたことから，解析モデルによる実験再現性が確認された．電子温度の空間的非一様性の原因は上記の議論から明らかになった．一方，電子密度が一様となる要因は次のように説明できる．電子密度は，前節で示した通り，各位置における EEDF のエネルギー空間における積分値である．そのため電子密度は， $f_e(E) \sim 10^{17} \text{ m}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ という，エネルギー空間内で大きい値を持つ数 eV の EEDF 成分によって決まる．図 2.19 に示すように，数 eV の成分には実空間内で大きな差が現れないために，電子密度が一様になる．

2.5 第 2 章のまとめ

従来理解されていた JAEA の 10A 負イオン源内における電子温度の空間的非一様性を定量的に扱えるようにするため，本章ではまず強い非平衡性を示す EEDF の空間分布を計算した．EEDF の解析には，非弾性衝突やクーロン衝突などの衝突過程を取り入れ，高速電子のエネルギー緩和を正確にシミュレートできる 3 次元電子輸送解析モデルが適用された．これによって得られた非平衡 EEDF は以下の特徴を持つ；

1. 負イオン源上部領域 ($Y = 190 \text{ mm}$) では，EEDF は $T_e = 4 \text{ eV } k_B^{-1}$ 程度の熱平衡 Maxwell 分布に従う熱電子成分 ($E < 25 \text{ eV}$) と高速電子による非平衡成分 ($E > 25 \text{ eV}$) の 2 成分を持つ．
2. 負イオン源下部領域では，EEDF は低電子温度 $T_e = 2-3 \text{ eV } k_B^{-1}$ の Maxwell 分布に従う熱電子成分によってのみ構成される．

解析から得られる EEDF を元に，プローブ計測と同様の方法で電子温度・密度分布を計算し，その結果をプローブ計測結果と比較したところ，両結果で電子温度が空間的に非一様となり，また電子密度が一様となる良い一致が見られた．このような電子温度分布が生じる原因を明らかにした．その原因は以下にまとめられる；

1. フィラメント位置から生成された 1 次電子は，初期エネルギー 60 eV からエネルギー緩和をほとんど受けずに grad- B ドリフトによってチャンバー上部へと輸送される．
2. 上部領域でクーロン衝突や非弾性衝突による高速電子のエネルギー緩和が生じることで，高エネルギー ($E = 60 \text{ eV}$ 前後) の電子が低エネルギー電子へ

と遷移する．これにより EEDF 熱電子成分 ($10 - 20$ eV) が上部領域で変化し，高電子温度領域を生じる．

以上より，本研究では実験再現性が高い電子輸送解析を初めて可能にした．また，解析から非平衡 EEDF の空間分布とその形成機構が，高速電子の挙動とエネルギー緩和過程から説明できることを明らかにした．

参考文献

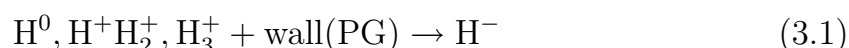
- [2.1] U. Fantz, H. D. Falter, P. Franzen, E. Speth, R. Hemsworth, D. Boilson and A. Krylov, Rev. Sci. Instrum. **77**, 03A516 (2006).
- [2.2] N. Takado, H. Tobar, T. Inoue, J. Hanatani, A. Hatayama, M. Hanada, M. Kashiwagi, and K. Sakamoto, J. Appl. Phys. **103**, 053302 (2008).
- [2.3] J. Bretagne, G. Delouya, C. Gorse, M. Capitelli, and M. Bacal, J. Phys. D; Appl. Phys. **18**, 811 (1985).
- [2.4] プラズマ・核融合学会編：「プラズマ診断の基礎と応用」，コロナ社（2006）.
- [2.5] 雨宮宏，和田元，豊田浩孝，中村圭二，安藤晃，上原和也，小山孝一郎，酒井道，橘邦英：プラズマ・核融合学会誌 **81**, 482 (2005).
- [2.6] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, Phys. Rev. **28**, 727 (1926).
- [2.7] 安藤晃：プラズマ・核融合学会誌 **83**, 169 (2007).
- [2.8] A. Hatayama, Rev. Sci. Instrum. **79**, 02B901 (2008).
- [2.9] I. Fujino, A. Hatayama, N. Takado, and T. Inoue, Rev. Sci. Instrum. **79**, 02A510 (2008).
- [2.10] R. Terasaki, A. Hatayama, T. Shibata, and T. Inoue, AIP Conf. Proc. **1390**, 22 (2011).
- [2.11] M. Hanada, T. Seki, N. Takado, T. Inoue, A. Hatayama, M. Kashiwagi, K. Sakamoto, M. Taniguchi, and K. Watanabe, Nucl. Fusion **46**, S318 (2006).
- [2.12] H. Hinkel, Nucl. Instrum. and Methods **139**, 1 (1976).
- [2.13] C. K. Birdsall, A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, (IOP Publishing, Bristol, 1991), Chap. 2, pp.12-15.
- [2.14] F. F. Chen, *INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS*, (Plenum Press, New York, 1974), Chap. 1.4, pp.8-11.
- [2.15] G. A. Emmert, R. M. Wieland, A. T. Mense, and J. N. Davidson, Phys. Fluids **23**, 803 (1980).
- [2.16] P. T. Greenland, D. Reiter, Jülich Report No. JUEL-3528 (1996).
- [2.17] R. K. Janev, D. Reiter and U. Samm, Jülich Report No. JUEL-4105

- (2003).
- [2.18] R. Celiberto, R. K. Janev, A. Laricchiuta, M. Capitelli, J. M. Wadehra and D. E. Atems, *Atom. Data and Nucl. Data Tables* **77**, 161 (2001).
 - [2.19] L. C. Johnson, *Astrophys. J.* **174**, 227 (1972).
 - [2.20] K. Nanbu, S. Igarashi, and Y. Watanabe, *Proc. Soviet Union-Japan Symp. Comput. Fluid Dynamics*, (Computing Center of the USSR Academy of Sciences, 1989), Vol.2, pp.126-132.
 - [2.21] K. Matayash, Ph. D. Thesis, Ernst Moritz Arndt-Universitat Greifswald, 2004.
 - [2.22] T. Takizuka and H. Abe, *J. Comput. Phys.* **25**, 205 (1977).
 - [2.23] 宮本健郎, 「核融合のためのプラズマ物理」, 岩波書店 (1976).
 - [2.24] R. J. Goldston, P. H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics*, (IOP Publishing, Bristol, 1995), Chap. 11, pp.165-184.
 - [2.25] T. S. Ramazanov and S. K. Kodanova, *Phys. Plasmas* **8**, 5049 (2001).
 - [2.26] F. F. Chen, *INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS*, (Plenum Press, New York, 1974), Chap. 5.5, pp.147-155.
 - [2.27] F. F. Chen, *INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS*, (Plenum Press, New York, 1974), Chap. 5.6, pp.155-162.
 - [2.28] F. A. Haas, L. M. Lea, and A. J. T. Holmes, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, 1541 (1991).
 - [2.29] M. Shirai, M. Ogasawara, T. Koishimine, and A. Hatayama, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 1085 (1996).
 - [2.30] T. Shibata, R. Terasaki, M. Kashiwagi, T. Inoue, M. Dairaku, M. Taniguchi, H. Tobari, N. Umeda, K. Watanabe, K. Sakamoto, and A. Hatayama, *AIP Conf. Proc.* **1515**, 177 (2013).

第 3 章

水素負イオン源内の水素原子生成に対する非平衡プラズマの影響

表面生成型負イオン源では，負イオンの大部分は表面生成過程



によって生成される [3.1]．中でも水素原子 (H^0) は密度が高く，最も支配的に負イオン生成に寄与する．高戸らは熱平衡プラズマを仮定した原子輸送解析を行い，原子の生成分布が負イオン源ドライバー領域では空間的に非一様になり，これが負イオン非一様性に強く影響することを示した．しかしながら，従来の数値モデリングでは，定量的な実験再現性を有する解析結果は得られておらず，ビームの非一様性は十分に理解されていない．

一方，Bretagne や Fantz らの報告から熱平衡状態にならない EEDF の高エネルギー成分（非平衡成分）が原子・分子過程に大きく影響することが指摘されている [3.2], [3.3]．従来のモデリングで解析結果と実験結果の一致が見られなかった原因は，負イオン源内の非平衡 EEDF の影響を考慮していないためである．

本章では，第 2 章で得られた EEDF を水素分子 (H_2) の解離過程に適用し，EEDF の非平衡性を考慮した原子生成分布計算を行う．また，分光計測によって得られる水素原子の H_α 線強度分布と解析結果との比較から，EEDF の平衡成分及び非平衡成分が原子生成に与える影響を定量的に評価する．

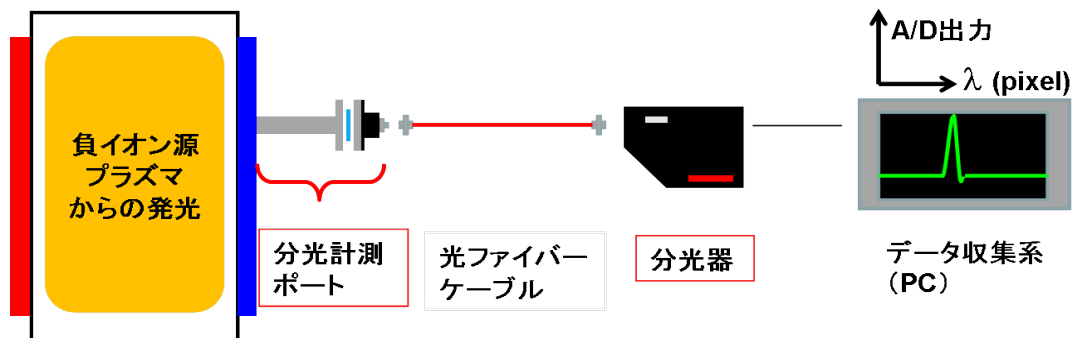


図 3.1 10A 負イオン源における分光計測系 .

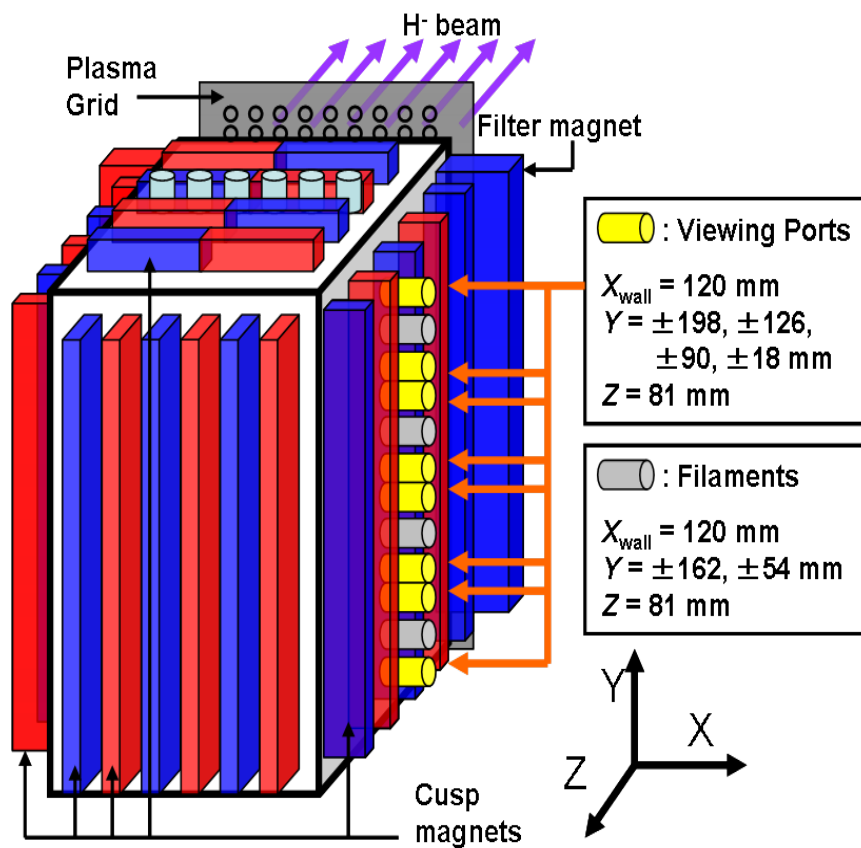


図 3.2 10 アンペア負イオン源への分光計測ポート取り付け位置 .

3.1 10A 負イオン源内の分光計測系

JAEA の 10A 負イオン源系については，前章で述べたとおりであるため，本節では H_{α} 線強度分布の計測を行うための分光計測系について説明する．負イオン源プラズマからは，水素原子以外にも分子や分子イオン，表面生成過程に用いるセシウムなどから発光があるため，すべての波長領域に対し，強度を測定しても原子の寄与を特定できない．本研究では，原子による発光線のみが支配的に見られる波長の内，比較的発光強度が高い H_{α} （波長 656.28 nm）を選択している．図 3.1 に 10A 負イオン源における分光計測系を示す．負イオン源プラズマからの発光は分光計測ポート，光ファイバーを介して分光器に取り込まれる．光ファイバーから分光器に取り込まれた発光線の信号は A/D 出力として，データ収集系に送信される．負イオン源プラズマからの発光線強度の絶対値を得るためには，発光線強度が既知の光源（本測定では積分球）を用い，感度校正を行う必要がある．分光器は（株）浜松ホトニクス製ミニ分光器（型名：C10083CAH）を用いた [3.4]．感度波長範囲は 320 – 1000 nm で可視光分光計測に適用可能である．また波長分解能は 1 nm であり，10A 負イオン源内の H_{α} 線のスペクトル幅に比べて広い値を持つ．しかし，本計測ではスペクトル方向積分値を測定することが重要であるため，分解能は悪いが感度は高い上記の分光器を計測に適用した．

図 3.2 に 10A 負イオン源への分光計測ポート位置を示す．計測ポートはチャンバー側壁（ $X_{\text{wall}} = \pm 120$ mm）から，非一様性が見られた長手方向に $Y = \pm 198, \pm 126, \pm 90, \pm 18$ mm の 8 箇所に取り付けられ，プラズマからの発光を取り込む．また計測ポートの Z 軸方向位置は，フィラメントと同様 2, 3 番目のカスプ磁石の間（ポートの中心が $Z = 81$ mm）であり，ドライバー領域のプラズマを測定できる．

各計測ポートの概要を図 3.3 に示す．チャンバー側の $\phi 12$ mm 口径から取り込まれたプラズマの発光は，ポート内壁を反射しながら進み，凸レンズで集光され，光ファイバーへと送られる．これより，分光ポートの視野角は図 3.4 に示すような円錐領域を占め，視野角は $\pm 4.88^{\circ}$ ，分光ポートの対抗壁面でポート中心軸から直径 50 mm の領域内に発生した H_{α} 線が検出される．

また上記より得られた発光線の A/D 出力信号を，単位時間あたりに計測ポートに取り込まれる光子数（photons s^{-1} ）に変換するため，計測体系に対して図 3.5

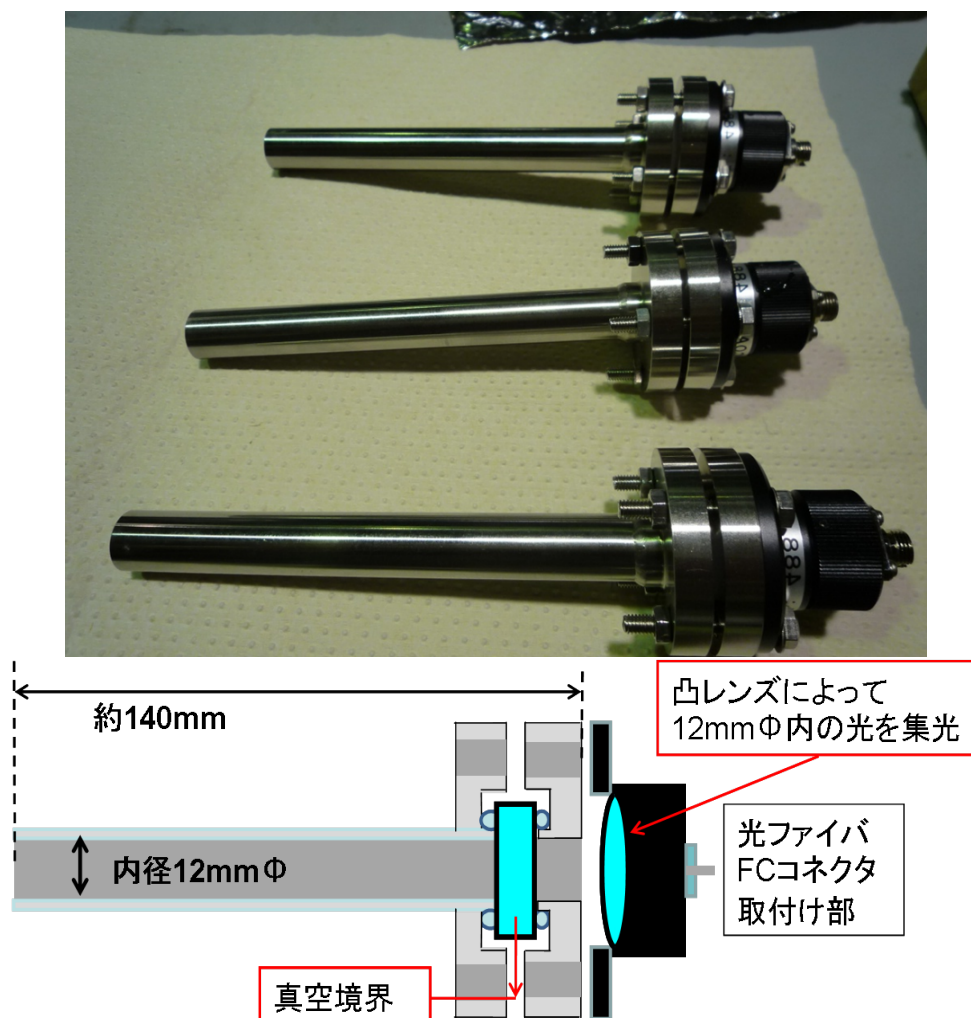


図 3.3 分光計測ポート写真（上）及び内部の模式図（下）.

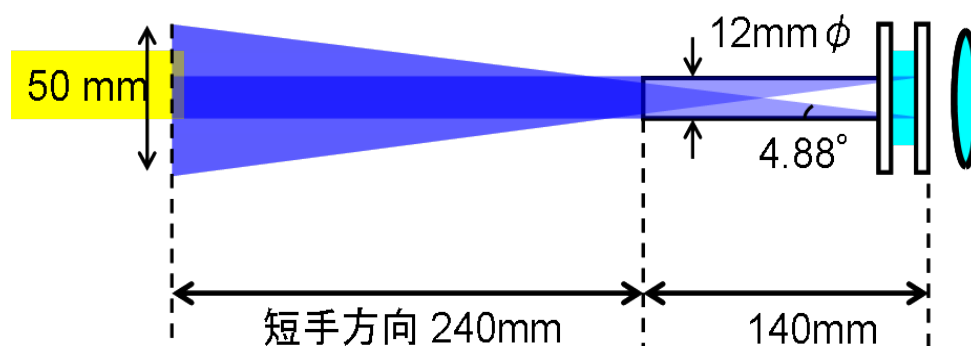


図 3.4 分光計測ポートの視野角 .

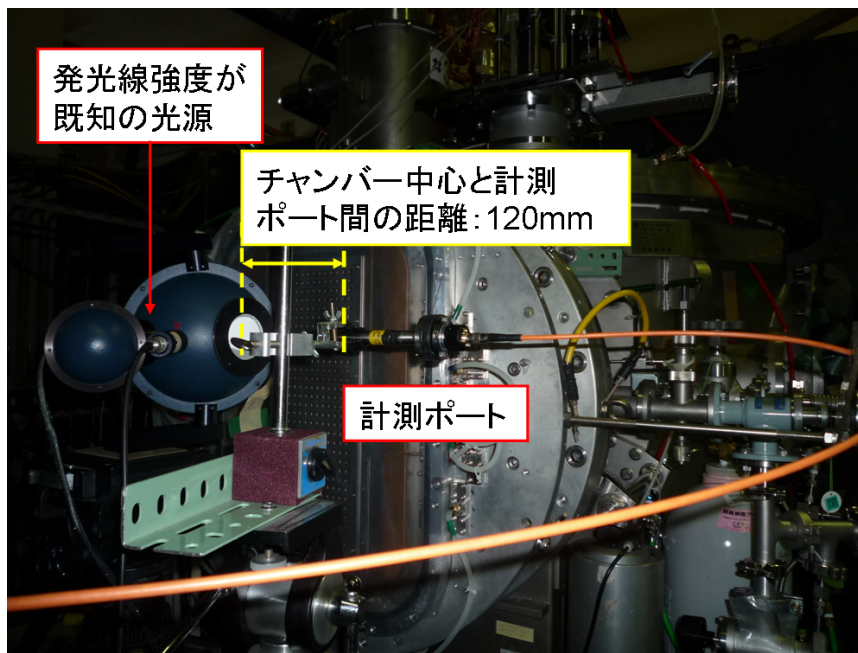
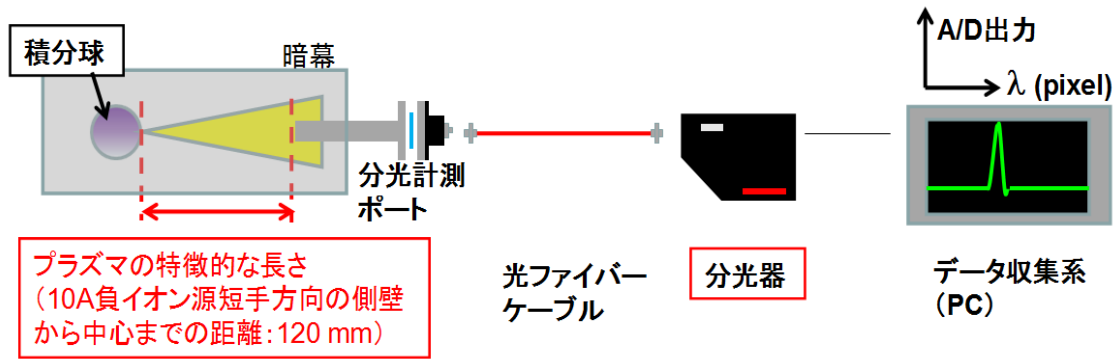


図 3.5 分光計測系の感度校正のための実験装置概念図（上）及び写真（下）。

に示す装置で感度校正を行った [3.5] 。

3.2 非平衡 EEDF を考慮した水素原子生成分布解析

第 2 章で得られた負イオン源内各位置において計算された EEDF ($f_e(E)$) は、水素原子の生成反応レート

$$n_{\text{H}_2} n_e \langle \sigma v \rangle = n_{\text{H}_2} \int \sigma(E) v(E) f_e(E) dE \quad (3.2)$$

に適用される。ここで n_{H_2} , n_e , $\sigma(E)$, $v(E)$ はそれぞれ水素分子数密度, 電子数密度, 電子のエネルギー E に対する解離反応断面積, 及び電子速度を表す。 σ 及

表 3.1 水素原子生成に寄与する分子の解離反応．表内の * は電子励起状態を表す．

#	Reactions	Citations
1 H ₂ Dissociation 1	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+; v=0) \rightarrow e + \text{H}_2(b^3\Sigma_u^+)$ $\rightarrow e + \text{H}(1s) + \text{H}(1s)$	[3.7]
2 H ₂ Dissociation 2	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + \text{H}_2^*(1s\sigma_g, nl\lambda {}^1\Lambda)$ $\rightarrow e + \text{H}(1s) + \text{H}^*(2s)$	[3.8]
3 H ₂ Dissociation 3	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + \text{H}_2^*(2p\sigma_u, nl\lambda Q_2^1\Pi_u)$ $\rightarrow e + \text{H}^*(2p) + \text{H}^*(2s)$	[3.8]
4 H ₂ Dissociation 4	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + \text{H}_2^*(2p\sigma_u; n=3)$ $\rightarrow e + \text{H}(1s) + \text{H}^*(n=3)$	[3.8]
5 Dissociative Ionization	$e + \text{H}_2(X^1\Sigma_g^+; v=0) \rightarrow e + \text{H}^+ + \text{H}(1s) + e$	[3.9]

表に示した反応 1,3,4 の $b^3\Sigma_u^+$ 準位, $(2p\sigma_u, nl\lambda|Q_2^1\Pi_u)$ 準位, $(2p\sigma_u; n=3)$ は分子の自動解離準位, 反応 2 における式中の $(1s\sigma_g, nl\lambda|{}^1\Lambda)$ 準位は分子のリュードベリ準位を表す．

び v は, 本来電子と分子の相対速度から決定されるが, 負イオン源内の電子速度が分子速度の 100 – 1000 倍程度の値を持つことから, それぞれが電子速度によって決まるとした．水素原子生成に寄与する分子の解離反応を表 3.1 に示す．本章の計算では, 水素分子の電子励起, 及び振動励起準位の影響は無視し, 分子は全て基底状態にあると仮定した．また reaction 1 – 4 に示される反応では, 基底状態にある分子と電子間の衝突により, 図 3.7 に示されるように, 分子が解離準位に励起されると自動的に解離が起こると想定している．そのため上記の解離反応の断面積には, 文献 [3.6], [3.3] と同様に, 分子が基底準位から解離準位へ励起される断面積を用いている．各反応に対する衝突断面積データは, 文献 [3.7]- [3.9] から引用した．断面積のエネルギー依存性は図 3.6 に示される通りである．

負イオン源内の平均的な水素分子密度は, 解析対象の 10A 負イオン源の放電条件 (水素ガス圧 $P_{\text{H}_2} = 0.3 \text{ Pa}$) から, 文献 [3.12] と同様の方法で以下のように決めた．まず放電前と放電中に, ガス導入系からプラズマ中に流入する分子束 F_{in} , 及び PG 電極を通過してプラズマ外に流出する分子束 F_{out} が釣り合い, 定常流量となると仮定する．

$$F_{\text{in}} = F_{\text{out}} = F,$$

$$F = \frac{1}{4}n_b\langle v_b \rangle A = \frac{1}{4}n_d\langle v_d \rangle A. \quad (3.3)$$

ここで A , n_j , 及び $\langle v_j \rangle$ は, 分子束の PG 電極の透過率と, 放電前 ($j = b$) 及び

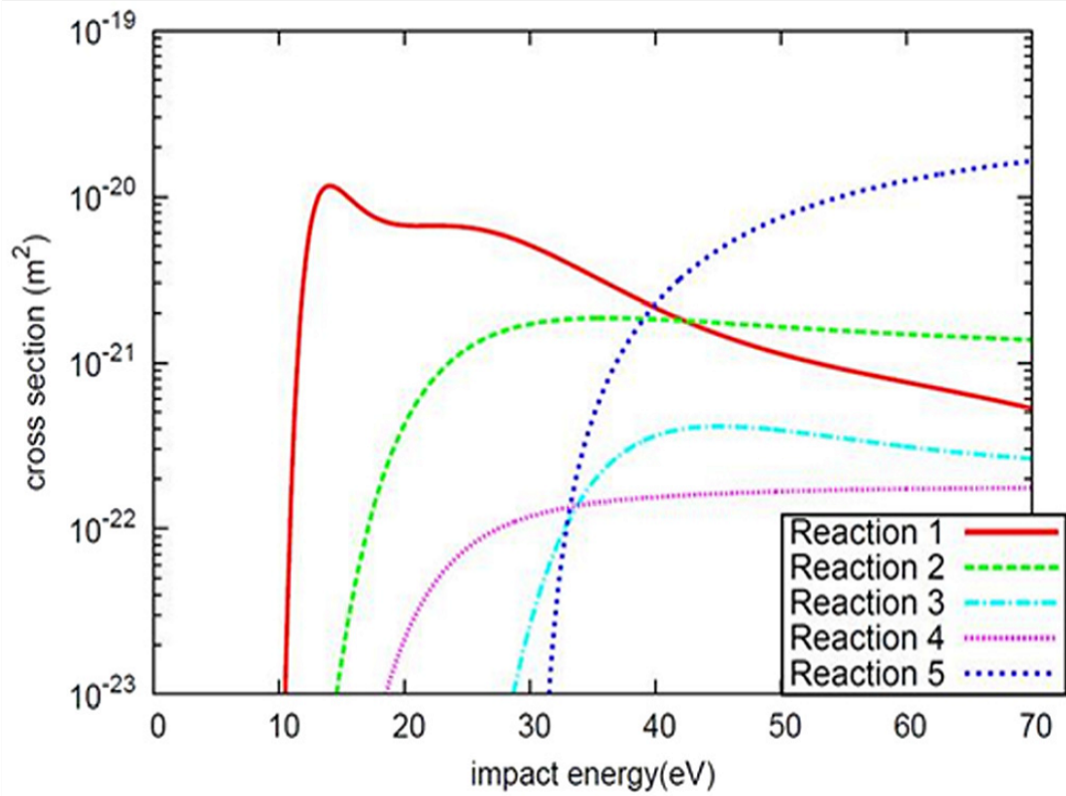


図 3.6 水素分子の解離反応（表 3.1）に対する反応断面積のエネルギー依存性（[3.10] より引用）。

放電中（ $j = d$ ）における分子密度と熱速度である．これより，分子温度 T_j ，及び放電前の分子のガス圧 $P_b = 0.3 \text{ Pa}$ から放電中における分子密度が

$$n_d = \frac{P_b}{k_B \sqrt{T_d T_d}} \quad (3.4)$$

のように決められる．放電前の分子温度は室温（ $T_b = 300 \text{ K}$ ）とし，放電中の分子温度として Fantz らの測定結果 $T_d = 2000 \text{ K}$ を用いると，分子密度は $n_{H_2} = 2.83 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ と決められる [3.3]．

以上を（3.2）式に代入すると，非平衡プラズマ中の空間各位置での水素原子生成レートが得られる．図 3.8 に 10A 負イオン源ドライバ領域（ $Z = 90 \text{ mm}$ ）の XY 平面内の原子生成レート分布を示す．原子の生成分布には強い空間的非一様性が現れ，負イオン源上部領域（ $X = 0, Y = 200 \text{ mm}$ ）では高生成レート $S_{H^0, \text{upper}} = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ が実現する一方，下部領域（ $X = 0, Y = -200 \text{ mm}$ ）における生成レートは $S_{H^0, \text{lower}} = 2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 程度となった．

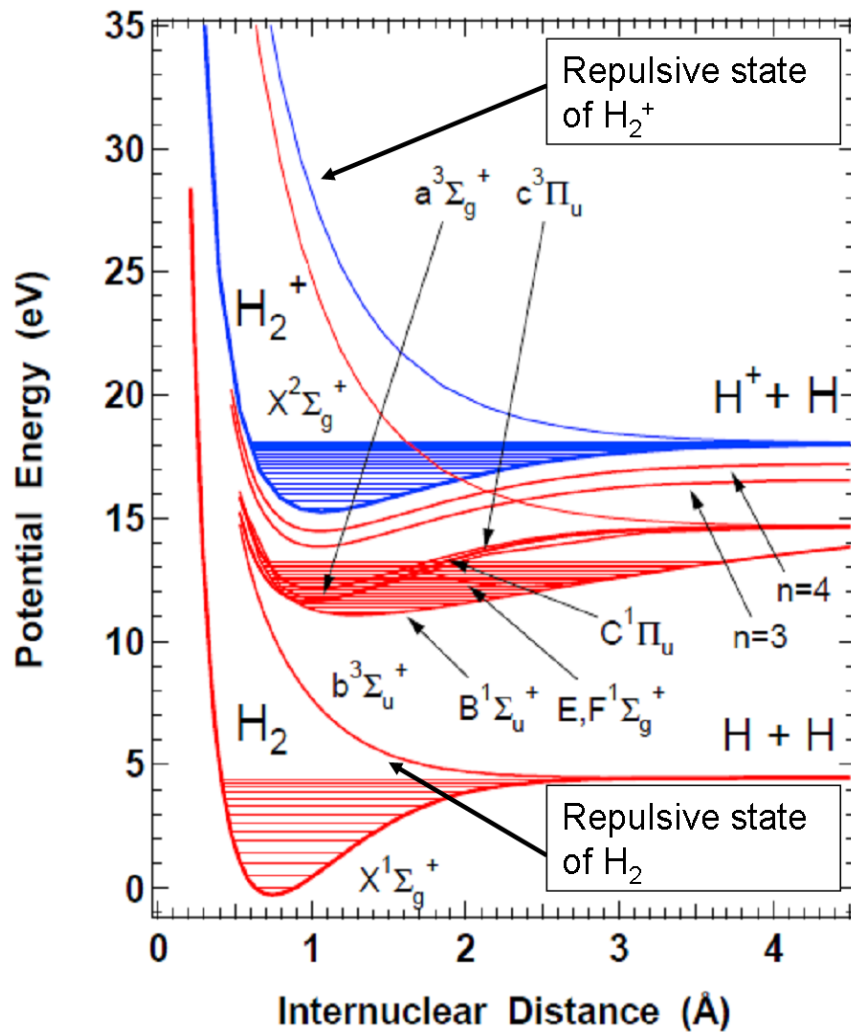


図 3.7 水素分子の電子励起準位と解離準位 ([3.11] より引用).

上記の解析結果による水素原子生成レートの空間プロファイルが、実際のプラズマ中における原子の空間プロファイルを再現することを確認するため、前節で示した系を用いて、水素原子の発光線 (H_α 線) 強度分布を測定する。解析による原子生成分布と分光計測から得られる H_α 線強度分布の空間プロファイルの比較は直感的には対応していないように見えるが、次節では Boltzmann 方程式に基づいた原子の生成分布と密度分布の関係についての議論から、水素原子の生成レートと H_α 線強度が比例関係にあることを示す。

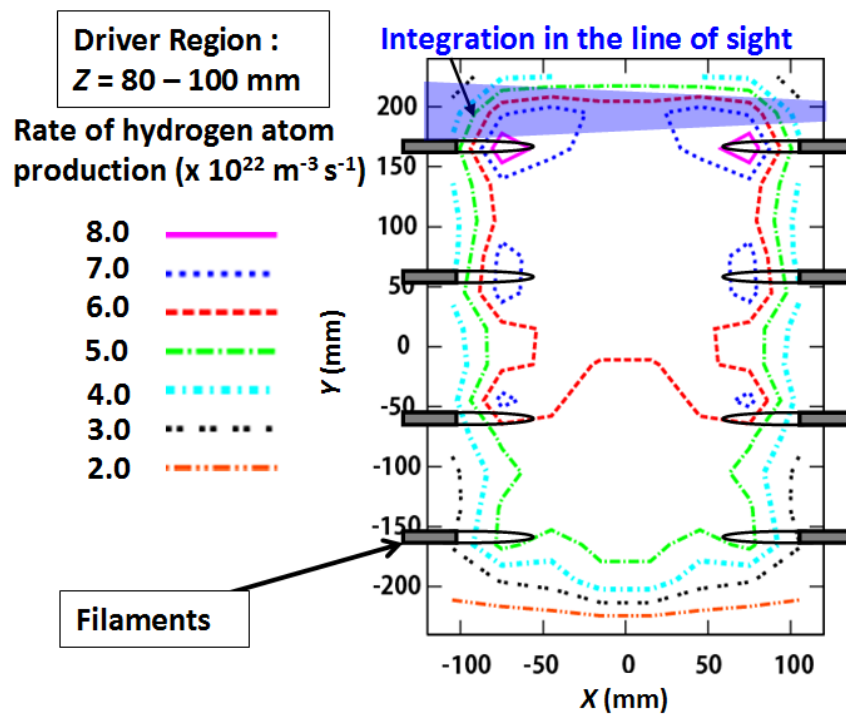


図 3.8 非平衡 EEDF の空間分布から計算される原子生成レートの等高線図 ([3.10] より引用).

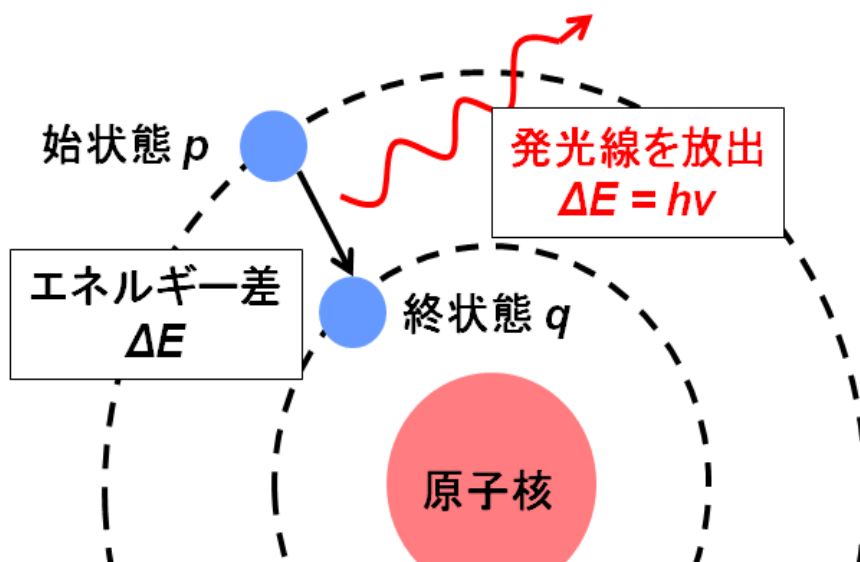


図 3.9 励起水素原子の自然放出遷移による発光線生成の概念図 .

3.3 水素原子の生成分布と密度分布の関係

図 3.9 は、励起水素原子が自然放出過程により遷移する際に光を放出することを示す．自然放出時の上準位（始状態）の主量子数を p ，下準位（終状態）の主量子数を q と記すとき，終状態 $q = 2$ への遷移時に生成される発光線をバルマー系列と呼ぶ．さらに $p = 3, 4, 5, 6, \dots$ から生成される発光線を， p の値が低い順番に $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta, \dots$ 線と区別する．各発光線の強度（単位時間・単位体積あたりに放出する光子数） ϵ_{pq} は始状態 p にある励起原子密度 $n_H(p)$ によって決まり，例えば H_α 発光線強度は $p = 3$ の励起水素原子密度より，

$$\epsilon_{32} = n_H(p = 3)A(p = 3, q = 2) \quad (3.5)$$

と表される．ここで $A(p, q)$ は自然放出係数であり，単位時間あたりに p 準位にある励起原子が q 準位へ遷移する確率を表す． H_α 線に寄与する $p = 3$ から $q = 2$ 準位への自然放出係数は $A(3, 2) = 4.39 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ である．また文献 [3.13], [3.14] より，各 p 準位の励起原子密度は，準定常状態では基底準位にある原子密度に比例する．ここでは，単純なモデルとして，水素原子の発光線強度 ϵ_{32} も基底原子密度に比例し，それ故に発光線強度の空間分布はほぼ原子密度分布と一致すると仮定する．

一方で原子密度は上記で求められたような原子生成だけでなく，原子の輸送過程と電離などの過程によるロスによって決まる．そのため原子密度や発光線強度を正確に得るためには，運動論に基づいた原子輸送解析が必要とされるが，これは次章にて議論する．本節では EEDF の非平衡成分によって原子密度や発光線強度の空間分布が受ける影響を定性的に理解するため，原子の Boltzmann 方程式の各項；(1) 輸送損失，(2) 原子生成（分子の解離過程），及び(3) 電離によるロスについて，各々の寄与を調べ，それらを比較する．

水素原子の Boltzmann 方程式は以下のように与えられる；

$$\frac{\partial \tilde{f}_H}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla \tilde{f}_H = S_{\text{diss}} - S_{\text{ion}}. \quad (3.6)$$

ここで $\tilde{f}_H$ は原子の速度分布関数であり， $\mathbf{v}_H \cdot \nabla \tilde{f}_H$ ， S_{diss} ， S_{ion} はそれぞれ(1) 輸送損失，(2) 原子生成，(3) 電離によるロスを表す項である．また $\mathbf{v}_H$ は原子速度である．ここで定常状態を仮定すると(3.6) 式は

$$\mathbf{v}_H \cdot \nabla \tilde{f}_H = S_{\text{diss}} - S_{\text{ion}} \quad (3.7)$$

と表される．さらに，解離による原子生成項と電離による損失項の関係は $S_{\text{diss}} \gg S_{\text{ion}}$ ，少なくとも $S_{\text{diss}} > S_{\text{ion}}$ を満たすとする．これについては本節の後半で議論する．このとき，(3.7) 式は

$$\mathbf{v}_H \cdot \nabla \tilde{f}_H \approx S_{\text{diss}} \quad (3.8)$$

となる．左辺の輸送項は負イオン源のチャンバーサイズ L を用いて，

$$\mathbf{v}_H \cdot \nabla \tilde{f}_H \approx \frac{v_H}{L} \tilde{f}_H = \frac{\tilde{f}_H}{\tau_H} \quad (3.9)$$

と表せる．ここで $\tau_H = L/v_H$ は特徴的な原子の閉じ込め時間であり，チャンバー中心に存在する原子が壁へ到達するまでの時間として仮定した（詳細は本節の後半で議論）．以上より，チャンバー内部において原子生成と輸送損失が釣り合うとした場合，(3.9) 式より以下の関係が導かれる；

$$\tilde{f}_H \approx \tau_H S_{\text{diss}}. \quad (3.10)$$

ここで，原子生成レートは図 3.8 に示されるように， $10^{22} - 10^{23} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ の値を取る．その一方，文献 [3.15] から与えられる原子の電離断面積を用いると，電離による原子の損失レートが得られる．実験的に得られている負イオン源プラズマ中の分子解離度 $n_H/n_{H_2} \sim 0.1$ を仮定すると，10A 負イオン源内の分子密度に対する原子の電離反応レートは $n_H n_e \langle \sigma_{\text{ion}} v \rangle < 10^{22} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ と見積もられる．以上より， $S_{\text{diss}} \gg S_{\text{ion}}$ の関係が成り立つことが分かる．原子密度 n_H が原子の速度分布関数 $\tilde{f}_H$ によって

$$n_H = \int \tilde{f}_H(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \quad (3.11)$$

と表されることから，原子の生成レートと輸送損失が釣り合い，原子密度 n_H が生成レートに比例するという仮定が妥当であることが示される．

さらに，原子の輸送損失レート n_H/τ_H の値も見積もることができる．負イオン源プラズマ中の分子解離度を 0.1 とすると，分子密度 $n_{H_2} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ より原子密度は $n_H \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度と得られる．一方，上記で示した負イオン源内の原子の特徴的な閉じ込め時間 τ_H は以下のように計算される．分子解離によって生成される原子の平均エネルギーは，一般的に図 3.7 に示された解離準位のポテンシャルエネルギーから説明可能である．基底状態の分子に対するポテンシャルエネルギーが最小となる原子核間距離 R_0 の位置で解離準位への励起が起こると，その位置における解離準位のポテンシャルエネルギーと解離後の $R \rightarrow \infty$ におけるエネル

ギーの差が原子の運動エネルギーに変換される．この差は大体 $4 - 15 \text{ eV}$ 程度であり，解離後の 2 原子，或いは原子と正イオンに同エネルギーが等分配されると仮定すると，原子速度は $v_H \sim 10^4 \text{ m s}^{-1}$ のオーダーを持つ．

原子に対する支配的な衝突過程は，電子衝突による電離と正イオンとの衝突による荷電交換である．電離・荷電交換の平均自由行程は，負イオン源内のプラズマ，及び原子のパラメータに対し，それぞれ $\lambda_{\text{ion}} = 0.1 - 1 \text{ m}$ ，及び $\lambda_{\text{CX}} = 1 - 10 \text{ m}$ のオーダーであると思積られる．一方，負イオン源のチャンバーサイズは前章で示したように $L = 0.2 - 0.5 \text{ m}$ の値を取ることから，衝突による影響はほとんど無視できるとした．上記の平均自由行程は，文献 [3.8], [3.15] による断面積データから導いた．以上の議論より，原子の特徴的な閉じ込め時間は $\tau_H = 10^{-4} - 10^{-5} \text{ s}$ と得られる．閉じ込め時間と原子密度の値から，Boltzmann 方程式 (3.6) における輸送損失レートは $10^{22} - 10^{23} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ と計算される．これは生成レート

$$\int S_{\text{diss}} d^3\mathbf{v} = 10^{22} - 10^{23} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (3.12)$$

と同程度であり，一方電離による損失レート

$$\int S_{\text{ion}} d^3\mathbf{v} < 10^{22} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (3.13)$$

より高い値となることから，生成レートと輸送損失レートが釣り合うことが確認された．しかしながら，ここでは簡単な見積もりを行ったに過ぎず，上記の議論において S_{diss} と S_{ion} の値が近く， $S_{\text{diss}} > S_{\text{ion}}$ となる領域も存在する．このため電離の影響も含めた数値解析が，負イオン非一様性を定量的に理解するためには不可欠である．

本章では，EEDF が熱平衡性分布からずれていることを考慮して原子密度分布を定性的に理解することを目的とする．p.68 - 69 の議論から原子の生成レートは概ね原子密度に比例し，また原子密度は発光線強度に比例する．これより，解析によって得られた原子生成レートと，分光計測から得られる H_α 線強度の空間プロファイルを比較することは目的達成のために妥当である．

3.4 解析結果と分光計測結果の比較

第 2 章で得られた非平衡 EEDF を用いて計算された水素原子の生成レート分布，及び分光計測で得られた H_α 線発光強度分布のについて各結果の空間プロファ

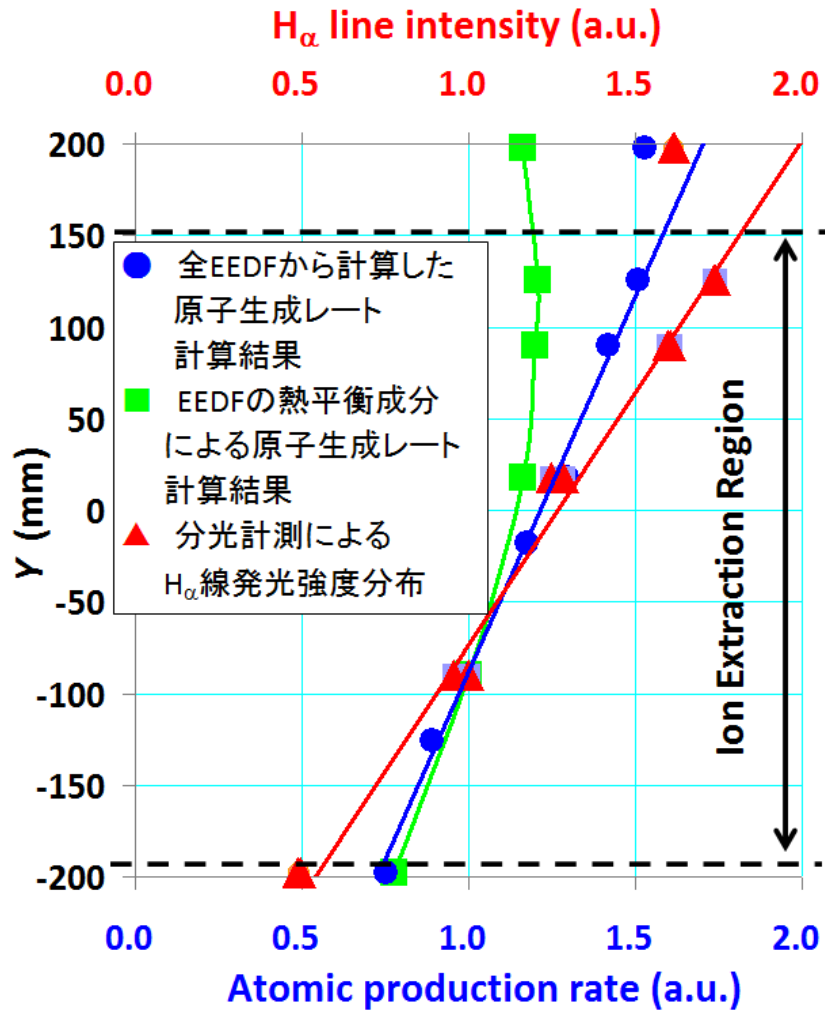


図 3.10 2 章で得られた非平衡 EEDF を用いて計算された水素原子生成レートの空間分布 (●), EEDF の平衡成分 ($E < 25$ eV) のみを用いて計算された水素原子生成レートの空間分布 (■), 及び分光計測から得られた水素原子のバルマー H_α 線発光強度分布 (▲) の比較 ([3.10] より引用)。

イルを図 3.10 に示した。両者は共に、上部領域で値が高く、下部領域で低い。さらに、どちらの場合でも長手方向の負イオン引き出し領域 ($|Y| = 170$ mm) で一次関数的な変化を示す。水素分子の解離による原子生成過程は、表 3.1 に示される 1 – 5 番目の反応に相当する。図 3.6 に示されるように、それらの中でも高い反応断面積を持つものは 1 番目の解離過程と、5 番目の解離性電離である。1 番目の解離過程で生じる水素原子は Franck-Condon (FC) 原子と呼ばれ、図 3.7 に示されるポテンシャルエネルギーから、平均して $E_{FC} = 2.15$ eV の初期エネルギーを持つことが知られている [3.17], [3.18]。これより、便宜上、表 3.1 における 1 番目の

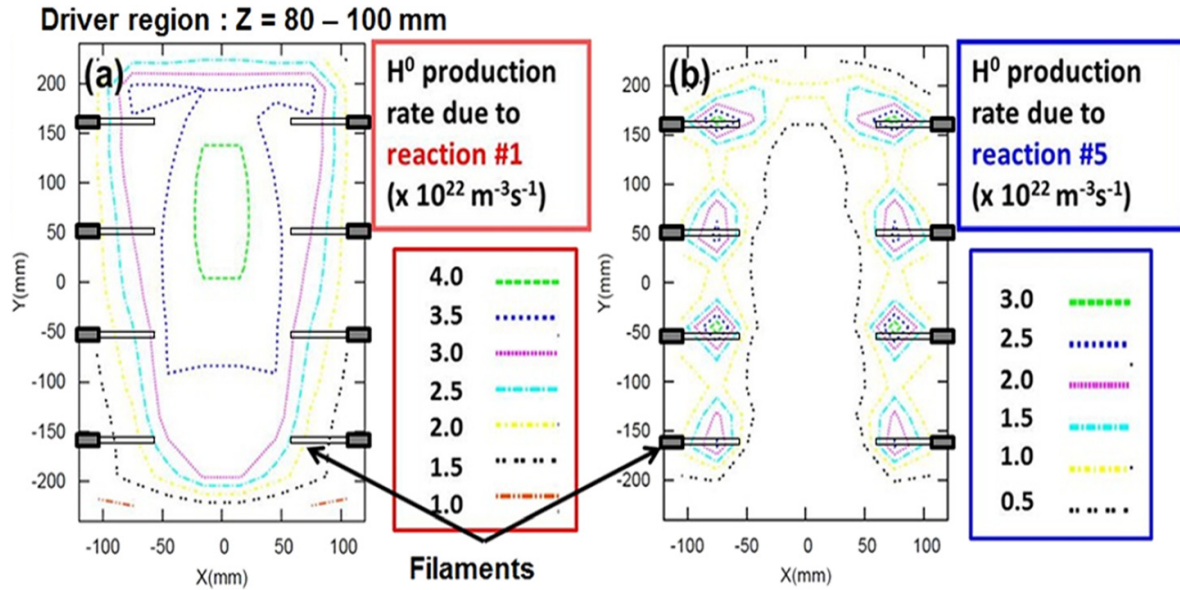


図 3.11 負イオン源ドライバー領域の XY 面内における (a) FC 解離反応レートの空間分布，及び (b) 解離性電離反応レートの空間分布 ([3.10] より引用) 。

解離過程をここでは FC 解離過程と呼ぶ．第 2 章で得られた非平衡 EEDF を参照すると，10 – 15 eV のエネルギー領域に存在する熱電子はこの FC 解離過程に対して高い反応断面積を持ち，対照的に $E > 40$ eV の高速電子は表 3.1 の 5 番目の解離性電離反応に対して支配的である．熱電子と高速電子が原子生成へ寄与するが，以下では高速電子の影響を無視し，平衡 Maxwell 分布に従う熱電子成分のみを用いた原子生成レートについて議論する．

図 3.10 には，全 EEDF を用いて計算した原子生成レートと， $E < 25$ eV の熱電子成分のみから計算された原子生成レートの空間分布 (■) を示す．後者は上部領域で平坦な空間分布を示し，一方で下部領域では線形に変化する．EEDF 全体と熱電子成分のみを用いた解析結果は，負イオン源上部領域で高速電子による解離性電離 (表 3.1 の 5 番目の反応) の影響が含まれているか否かで異なる．これより，EEDF の高速電子成分 (非平衡成分) が原子生成分布の空間プロファイルの決定に重要な役割を果たすことが示された．図 3.11 の (a), (b) に，FC 解離過程による原子生成 (表 3.1 の 1 番目)，及び解離性電離過程による原子生成 (表 3.1 の 5 番目) に対する反応レートの空間分布を示す．両結果における原子生成レートの絶対値は同様の値 (共に $10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ のオーダー) を示す一方で，それぞれの XY 面内の空間プロファイルは異なる．このことから，EEDF の熱電子成分と高速電子成分とが各々支配的な上述の 2 つの反応過程によって，全体の水素原子

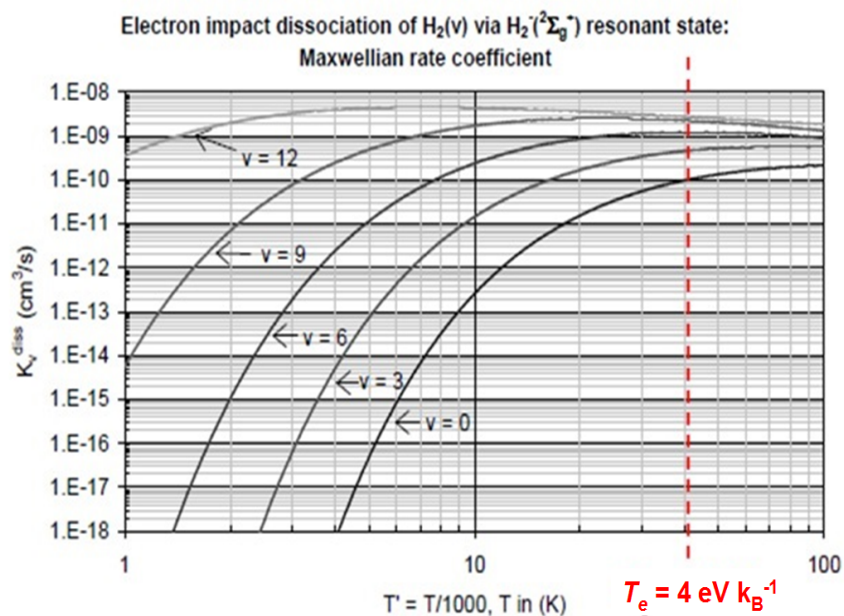


図 3.12 各振動準位 $v = 0, 3, 6, 9, 12$ の振動励起分子に対する FC 解離反応レート係数の電子温度依存性（[3.16] より引用）。

表 3.2 各振動準位 $v = 0, 3, 6, 9, 12$ の振動励起分子に対する解離性電離過程の反応レート係数（[3.10] より引用）。

振動準位	レート係数 (m^3s^{-1})
0	4.83×10^{-18}
3	6.86×10^{-17}
6	3.07×10^{-16}
9	1.03×10^{-15}
12	2.36×10^{-15}

生成プロファイルが決まる．以上の結果から，負イオン生成に寄与する水素原子の空間分布を理解・制御するためには，EEDF の平衡成分と非平衡成分の両方を考慮することが不可欠である．

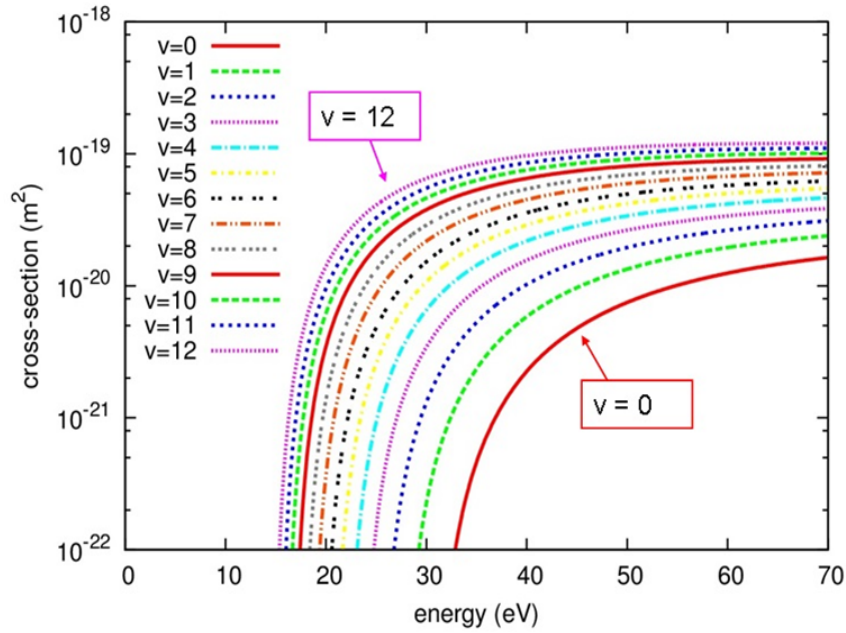


図 3.13 各振動準位 $v = 0, 3, 6, 9, 12$ の振動励起分子に対する解離性電離過程の反応断面積．

3.5 H_α 線強度分布に対する振動励起分子の影響

本章では H_α 線強度分布の測定結果を説明するため，表 3.1 に示した 5 つの反応を考慮した．これらはいずれも基底状態にある水素分子の解離によって水素原子が生成される反応であるが，負イオン源内では分子が高い振動励起準位に励起されているために前節で示した FC 解離過程や解離性電離過程の反応レートが強く影響されることが，分子 Fulcher 帯の分光計測から指摘されている [3.19]．振動励起分子によって前節で示した原子生成の空間プロファイルが変わる可能性があるため，本節では簡単のため平衡プラズマを仮定した振動励起分子による FC 解離，及び解離性電離反応レートへの寄与について議論し，その影響を定性的に議論する．

図 3.12 に各振動準位が v に対する振動励起分子（振動準位 $v = 0, 3, 6, 9, 12$ ）の FC 解離反応レートを示す．負イオン源内の特徴的な電子温度 $T_e = 4 \text{ eV } k_B^{-1}$ 前後では， $v = 6 - 12$ の振動準位に対する反応レートの値が基底準位 $v = 0$ の反応レートに比べて 1 桁程度高く，また $v = 3$ に対しては $v = 0$ と比較して 5 倍程度の値となる．次に，図 3.13 に各振動励起分子に対する解離性電離反応の断面積を示す．断面積から FC 解離過程と同様に，電子温度 $4 \text{ eV } k_B^{-1}$ の Maxwell 分布に

表 3.3 電子温度 $T_e = 5 \text{ eV } k_B^{-1}$, 分子ガス圧 $p = 4 \text{ Pa}$, 分子振動温度 $T_{\text{vib}} = 4250 \text{ K}$ 放電時の Fulcher 帯分光計測から得られる低振動準位 ($v = 1, 4$) 及び基底準位の振動励起分子密度の全分子密度に占める割合 ([3.19] より引用).

振動準位	振動励起準位の全体に占める割合 (%)
0	74.9
1	18.3
2	4.8
3	1.4
4	0.4

対する解離性電離のレート係数を計算した結果を表 3.2 に示した . 振動励起準位 $v = 1$, $v = 3$ 及び $v > 6$ に対する解離性電離レート係数はそれぞれ , $v = 0$ の場合と比較して 3 倍 , 10 倍 , 及び 10^2 倍以上となる .

文献 [3.19] の計測結果を参照に , 電子温度 $T_e = 5 \text{ eV } k_B^{-1}$, 電子密度 $n_e \sim 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 分子ガス圧 $p = 4 \text{ Pa}$, 分子振動温度 $T_{\text{vib}} = 4250 \text{ K}$ の平衡プラズマを仮定した場合における各振動励起を占める分子の割合を表 3.3 に示した . 振動準位が $v = 3$ にある分子密度は基底準位 $v = 0$ に対し 1.8% 程度の割合を占める一方 , 上記の準位による FC 解離 , 及び解離性電離の反応レート係数は基底準位のものと比較して数倍程度であった . これより , $v = 3$ 準位からの原子生成への寄与は基底準位に対して 10^{-2} 程度の割合となることが分かる . 高準位の振動励起分子密度は , 文献 [3.19] によると , 衝突輻射 (Collisional-Radiative; CR) モデルを適用して解析する必要があるとされており , 実験に基づく具体的な割合は得られていない . 一方 , 電子温度 $T_e = 1 \text{ eV } k_B^{-1}$, 電子密度 $n_e \sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 分子密度 $n_{\text{H}_2} = 4 \times 10^{19}, 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 分子温度 $T_{\text{H}_2} = 500 \text{ K}$ を仮定した理論解析 [3.20] では , 各振動分子密度に対しレート方程式を解くことで図 3.14 に示す振動励起分子の基底準位に対する密度比が得られている . 図から $v = 6 - 10$ 準位の振動励起分子密度は $v = 3$ 準位に対して 10^{-1} 倍程度の値を取る . Hiskes らの理論解析では , 電子密度が負イオン源内の値と比較して 10 分の 1 程度であるため , 基底分子に対する振動励起分子密度比は一貫していない . しかし負イオン源内のパラメータを適用した Fantz らの結果において , $v > 6$ 準位と $v = 3$ 準位の間に Hiskes らの結果と同様の関係があるとすれば , $v > 6$ の振動励起準位にある分子密度は基底準位の分子密度に対して 10^{-3} 程度の割合を取る [3.19] . これを本節の初めに得られた解離反応のレート係数に適用すると , $v = 9 - 10$ 準位の解離性電離過程 (表

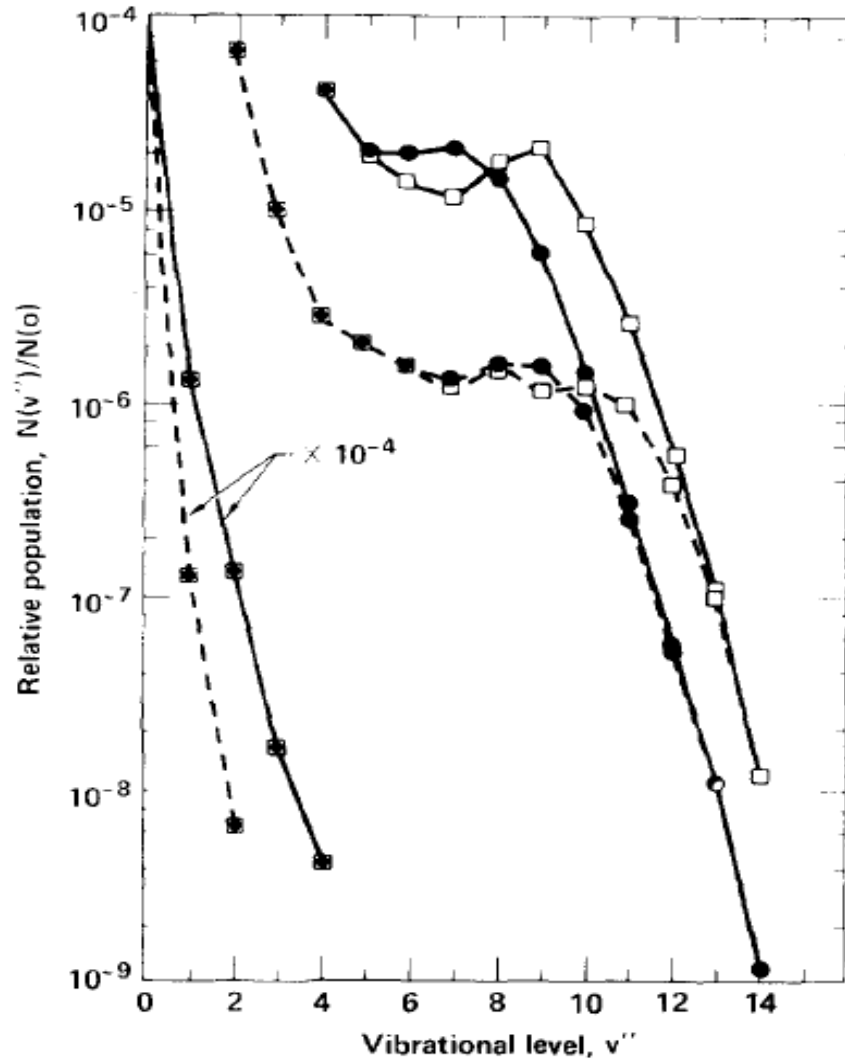


図 3.14 電子温度 $T_e = 1 \text{ eV } k_B^{-1}$, 電子密度 $n_e \sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 分子密度 $n_{\text{H}_2} = 4 \times 10^{19}, 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 分子温度 $T_{\text{H}_2} = 500 \text{ K}$ を仮定した各準位に対する振動励起分子密度の基底分子密度に対する比. 図の実線は壁表面における振動励起分子の基底準位への脱励起確率を 0.1 とした場合を表し, 点線は同確率を 1 とした場合を示す. またデータ点; $\square$ は分子密度 $n_{\text{H}_2} = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\bullet$ は $n_{\text{H}_2} = 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ に対応する ([3.20] より引用).

3.2) による原子生成への寄与が, 基底分子の 10^{-1} 倍程度の寄与を持つ. 解離性電離は EEDF の非平衡成分に対して高い反応断面積を持つことから, 図 3.11 に示されるように, 振動励起分子を考慮することで負イオン源上部領域における原子生成がより高い結果となる可能性がある.

解離性電離の各準位 ($v = 3, 6, 9, 12$) の振動励起分子に対するレート係数は,

FC 解離過程のレート係数より常に高いことから，振動励起分子を考慮した場合，FC 解離に比べて解離性電離による原子生成が増える．これより，EEDF の非平衡性を考慮して得られる原子生成分布の空間的非一様性は，振動励起準位を考慮するとより顕著になる．図 3.10 で示した計算結果と分光計測結果では，計算結果の方がなだらかな原子生成の空間プロファイルを示した．振動準位を考慮すると計測結果に近づき，数値モデルの実験再現性は向上する．

しかしながら，ここで仮定した高準位の振動励起分子密度には，負イオン源内に比べて低い電子密度に対する理論解析を適用しており，また平衡プラズマを仮定した定性的な見積もりを行った．定量的な評価のためには，振動励起分子に対する CR モデルを構築し，非平衡プラズマ中における高準位振動励起分子の影響を取り入れる必要がある．

3.6 第 3 章のまとめ

負イオン分布の非一様性は，PG 表面に入射する水素原子束の空間プロファイルによって支配的に決まる．従来より水素原子の生成・輸送過程に着目した解析が行われてきたが，負イオン源内の数値モデリングによる結果は，定量的な実験再現性を得られなかった．この理由としてプラズマ中の熱平衡からの逸脱の影響が挙げられた．

特に EEDF の非平衡性の影響を取り入れるため，本章では第 2 章で得られた非平衡 EEDF を適用した原子生成分布を計算した．水素原子は，表 3.1 に示した水素分子と電子間の衝突による解離過程を介して生成され，報告されている断面積データから，中でも Franck-Condon 原子を生成する FC 解離過程（表の 1 番目）及び解離性電離過程（表の 5 番目）の 2 過程が負イオン源プラズマ中で大きな断面積を持つことが確認された．解析結果として得られる水素原子生成分布には空間的非一様性が見られ，負イオン源中心（ $X = 0 \text{ mm}$ ， $Z = 81 \text{ mm}$ ）では上部領域における水素原子生成量が下部領域における生成量に対して 3 倍程度の値を示した．また分光計測試験から負イオン源内で生成される水素原子のバルマー α 線（ H_{α} 線）の強度を測定し，発光線強度の空間分布を解析結果と比較したところ，空間プロファイルに関して解析結果の高い実験再現性が得られた．

一方，EEDF の非平衡成分（ $E > 25 \text{ eV}$ の高速電子成分）を除き，平衡 Maxwell

分布に緩和した EEDF を水素原子生成に適用して計算した場合は、負イオン源上部領域の原子生成が減少し、測定結果とは異なる空間プロファイルを示した。この原因を理解するため本解析では、非熱的成分を含む EEDF に対し、主要な分子解離過程（FC 解離過程と解離性電離過程）の 1 過程のみによる水素原子生成分布を計算し、各空間プロファイルと絶対値を比較した。負イオン源の上部領域存在する EEDF の非平衡成分が解離性電離過程の反応レートを高める一方、下部領域では平衡成分である熱電子（ $E < 25$ eV）によって FC 解離過程が支配的となり、両電子成分の寄与によって原子生成の空間プロファイルが決定されることが明らかになった。

参考文献

- [3.1] Yu. Belchenko, Rev. Sci. Instrum. **64**, 1385 (1993).
- [3.2] J. Bretagne, G. Delouya, C. Gorse, M. Capitelli, and M. Bacal, J. Phys. D; Appl. Phys. **18**, 811 (1985).
- [3.3] U. Fantz and D. Wunderlich, New Journal of Physics **8**, 301 (2006).
- [3.4] (株)浜松ホトニクス : <http://www.hamamatsu.com/jp/ja/C10083CAH/>.
- [3.5] LABSPHERE, INC., *General Purpose Integrating Spheres* :
<http://www.labsphere.com/products/spheres-and-components/>.
- [3.6] K. Sawada and T. Fujimoto, J. Appl. Phys. **78**, 2913 (1995).
- [3.7] P. T. Greenland, D. Reiter, Jülich Report No. JUEL-3528 (1996).
- [3.8] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans, and D. E. Post, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*, (Springer-Verlag, Berlin, 1987).
- [3.9] R. Celiberto, R. K. Janev, A. Laricchiuta, M. Capitelli, J. M. Wadehra and D. E. Atems, Atom. Data and Nucl. Data Tables **77**, 161 (2001).
- [3.10] T. Shibata, M. Kashiwagi, T. Inoue, A. Hatayama, and M. Hanada, J. Appl. Phys. **114**, 143301 (2013).
- [3.11] K. Sawada, private communication (2013).
- [3.12] N. Takado, H. Tobar, T. Inoue, J. Hanatani, A. Hatayama, M. Hanada, M. kashiwagi, and K. Sakamoto, J. Appl. Phys. **103**, 053302 (2008).
- [3.13] D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. P. McWhirter, Proc. R. Soc. **267**, 297 (1962).
- [3.14] R. W. P. McWhirter, A. G. Hearn, Proc. Phys. Soc. **82**, 641 (1963).
- [3.15] L. C. Johnson, Astrophys. J. **174**, 227 (1972).
- [3.16] R. K. Janev, D. Reiter and U. Samm, Jülich Report No. JUEL-4105 (2003).
- [3.17] 日本分光学会編,「分光測定の基礎」,講談社サイエンティフィク(2009).
- [3.18] 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).

- [3.19] U. Fantz and B. Herger, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 2023 (1998).
- [3.20] J. R. Hiskes, A. M. Karo, M. Bacal, A. M. Bruneteau, and W. G. Graham, J. Appl. Phys. **53**, 3469 (1982).

第 4 章

水素負イオン源内の非平衡 EEDF を用いた水素原子密度分布及びバルマー線強度分布の解析

第 2 章及び第 3 章の議論から，マルチカスプ・アーク放電型水素負イオン源内では多様なエネルギーを持つ電子の磁気ドリフトとエネルギー緩和過程の違いに起因し，EEDF が熱平衡から大きく逸脱する．また EEDF の非平衡成分が水素原子の生成分布及びバルマー線発光強度分布に重要な役割を果たすことが負イオン源分野で初めて明らかにされた．しかしながら前節では簡単な Boltzmann 方程式に基づく議論から，原子生成分布と発光線強度分布の空間プロファイルが同様であると仮定し，発光線強度の直接比較は行われていない．

先行研究の原子輸送解析では，この EEDF の熱平衡からの逸脱を考慮に入れていないため，解析結果と分光計測などの測定結果と良い一致は見られていなかった．本章では上記の問題解決に向け，第 2 章と第 3 章から得られた非平衡 EEDF と水素原子生成分布に基づき原子の輸送過程を明らかにし，チャンバー内の 3 次元水素原子密度分布及び各計測ポートで測定されたバルマー (H_{α}) 線強度分布を再現可能な解析モデルを構築する．

4.1 水素原子密度分布に関する理論

水素原子密度は，原子位置 $\mathbf{r}$ ，速度 $\mathbf{v}_H$ と時間 t によって決まる速度分布関数 $f_H(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H, t)$ を Boltzmann 方程式

$$\frac{\partial \tilde{f}_H(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H, t)}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla \tilde{f}_H(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H, t) = C(\tilde{f}_H), \quad (4.1)$$

から計算される [4.1]．速度分布関数 $\tilde{f}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ は前章で得られた電子のエネルギー分布関数 $f(E)$ と本質的に同じものだが，これらを区別するために速度分布関数の表記を (4.1) 式のように記した．定常状態では左辺第一項 $= 0$ が成り立つとすると，原子密度は速度空間にわたる分布関数の積分から

$$n_H(\mathbf{r}) = \int \tilde{f}_H(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H) d^3 \mathbf{v}_H \quad (4.2)$$

と得られる．

Boltzmann 方程式右辺の衝突項 $C(\tilde{f}_H)$ としては，ここでは以下の 3 つの効果を考慮する；(1) 原子生成 (S_{prod})，(2) 電離過程による原子消滅 (S_{ion})，及び (3) 原子と正イオン H^+ 間の荷電交換 (S_{CX}) である．これを用い，衝突項を

$$C(\tilde{f}_H) = S_{\text{prod}} - S_{\text{ion}} + S_{\text{CX}} \quad (4.3)$$

と記述する．

原子生成による項 S_{prod} は分子の解離反応による寄与 S_{diss} により決定され，文献 [4.2] と同様の方法を用い，次のように決定した．生成された原子の初速度が等方的であることを仮定して，

$$S_{\text{prod}} = \frac{1}{4\pi} S_{\text{diss}}(\mathbf{r}) \delta(v_H - v_0) \quad (4.4)$$

と記される．ここで， v_0 は解離過程によって生成された原子の平均初期エネルギー E と原子質量 m_H を用いて

$$v_0 = \sqrt{\frac{2E}{m_H}} \quad (4.5)$$

で与えられる．また，分子・電子間衝突による解離項 S_{diss} は，分子速度 $\mathbf{v}_{H_2}$ ，電子速度 $\mathbf{v}_e$ ，及び各解離反応の断面積 σ_{diss} を用いて

$$S_{\text{diss}}(\mathbf{r}) = \int \tilde{f}_{H_2}(\mathbf{r}, \mathbf{v}_{H_2}) \int \|\mathbf{v}_{H_2} - \mathbf{v}_e\| \sigma_{\text{diss}} \tilde{f}_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}_e) d^3 \mathbf{v}_e d^3 \mathbf{v}_{H_2} \quad (4.6)$$

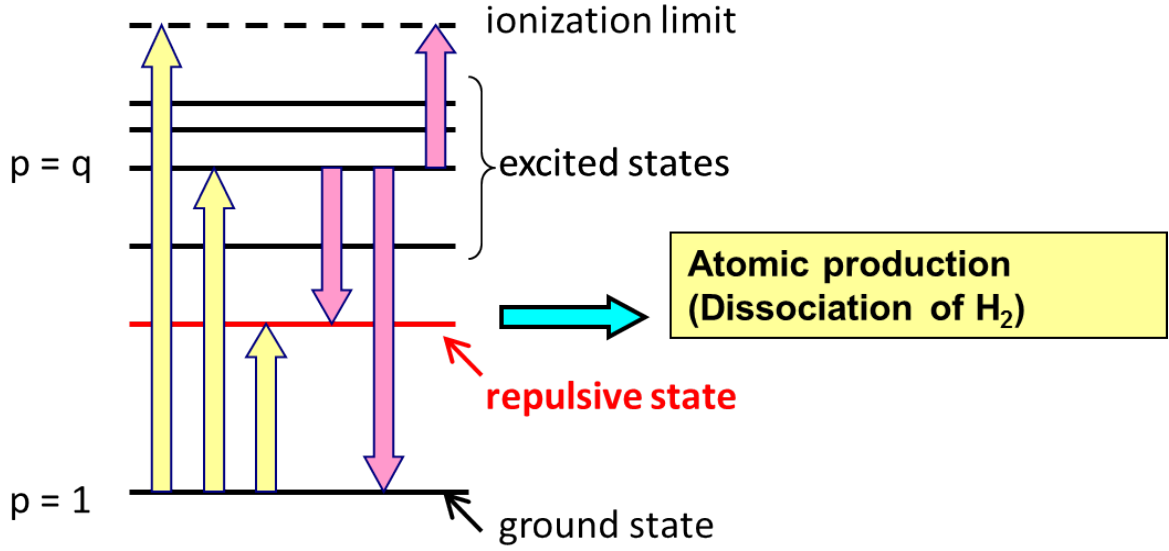


図 4.1 水素分子の電子励起準位の模式図．

と表される．水素分子の速度分布関数は $\tilde{f}_{H_2}(\mathbf{r}, \mathbf{v}_{H_2})$ と記述され，分子温度 $T_{H_2} = 774 \text{ K}$ 及び分子密度 $n_{H_2} = 2.83 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から決まる Maxwell 分布に従うとした．分子温度・密度は第 2.2 節，第 3.2 節と同様に見積もった．一方，電子の速度分布関数 $\tilde{f}_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}_e)$ は，第 2 章で説明した電子輸送解析によって得られた非平衡性のある速度分布関数を代入した．

電離による損失項，及び正イオン H^+ との荷電交換を表す項は，以下に記述される [4.2]；

$$S_{\text{ion}} = \tilde{f}_H(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H) \int \|\mathbf{v}_H - \mathbf{v}_e\| \sigma_{\text{ion}} \tilde{f}_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}_e) d^3 \mathbf{v}_e, \quad (4.7)$$

$$S_{\text{CX}} = \tilde{f}_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H) \int \|\mathbf{v}_H - \mathbf{w}_H\| \sigma_{\text{CX}} \tilde{f}_H(\mathbf{r}, \mathbf{w}_H) d^3 \mathbf{w}_H \\ - \tilde{f}_H(\mathbf{r}, \mathbf{v}_H) \int \|\mathbf{v}_H - \mathbf{v}_i\| \sigma_{\text{CX}} \tilde{f}_i(\mathbf{v}, \mathbf{v}_i) d^3 \mathbf{v}_i. \quad (4.8)$$

上式では，衝突前の原子，及び正イオン速度を $\mathbf{w}_H$, $\mathbf{v}_i$ とした．また σ_{ion} 及び σ_{CX} は電離過程及び荷電交換過程の反応断面積（[4.3]- [4.6]）である．正イオンの従う速度分布関数 $\tilde{f}_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i)$ も，第 2 章と同様に正イオン温度 774 K 及び数密度 10^{18} m^{-3} から決まる Maxwell 分布に緩和しているとした．

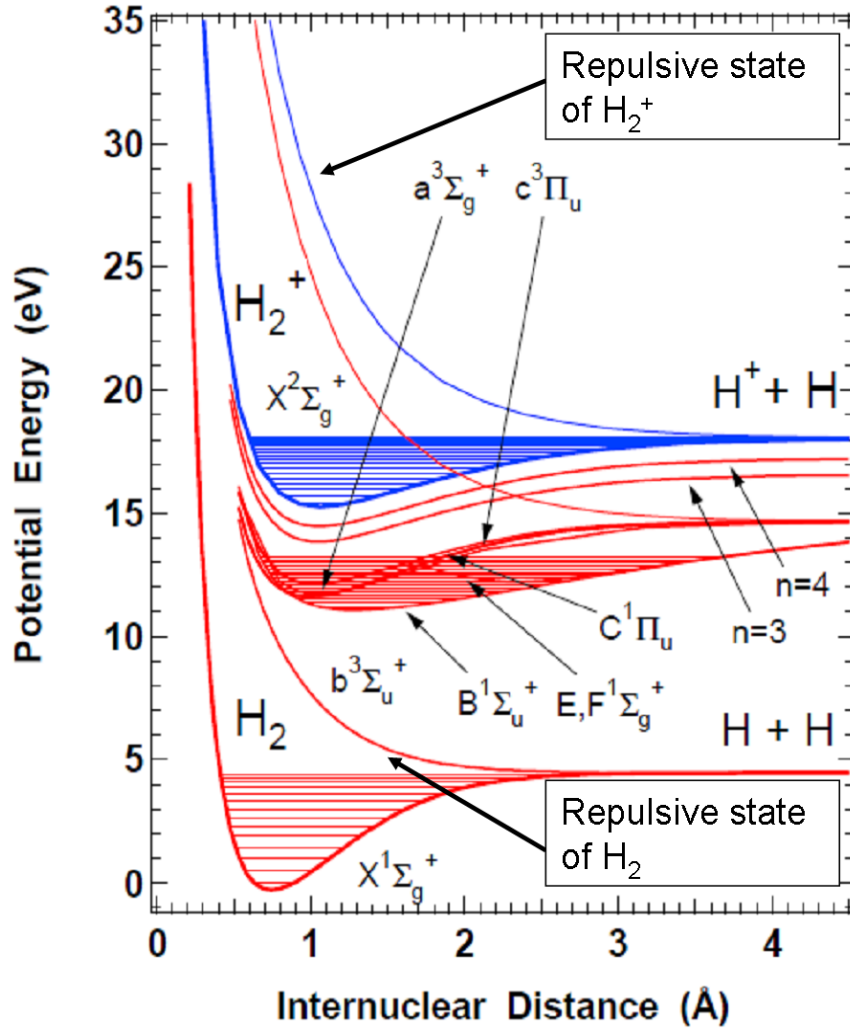


図 4.2 水素分子及び水素分子イオンにおけるエネルギー準位 ([4.11] より引用).

4.2 原子輸送解析及び H_α 線強度計算モデル

本研究では Monte-Carlo 法に基づき，原子の Boltzmann 方程式 (4.1) を解く原子輸送解析モデルを構築した．各テスト粒子 (原子) の軌道は数値的に運動方程式を解くことによって得られ，これは Boltzmann 方程式を解くことと等価である．衝突による原子消滅，運動量移行 $C(\tilde{f}_H)$ ((4.1) 式の右辺) に対しては，第 2.2.5 節で示した Null Collision 法 [4.7] を適用した．空間各位置において生成された原子の初期位置は，水素分子の衝突輻射 (Collisional Radiative ; CR) モデル (第 4.2.1 節を参照) によって計算した原子生成レートから決定した．また輸送解析では，原子の励起準位を区別せず，全準位に対する原子密度の空間分布 $n_{H, total}(r)$

を計算する．電子衝突励起・脱励起などの遷移過程によって決まる各励起原子密度比 $n_H(p)/n_{H, \text{total}}$ は，水素原子の CR モデルによって計算される． p は水素原子の励起準位を表す．上記の原子輸送解析・水素原子の CR モデル解析結果から，各励起準位密度が得られ，自然放出係数を乗じることで，分光計測結果との比較に必要なバルマー発光線強度が計算される．

全準位に対する原子の輸送解析と，遷移過程による励起原子密度比の計算は分離することができる．これは，負イオン源内の原子輸送に対する時間スケールが $\tau_{\text{transport}} \sim 10^{-4}$ s である一方，励起準位の遷移過程に対する時間スケールが $\tau_{\text{transition}} \sim 10^{-7}$ s と大きく異なり，分離の原理が適用できるためである [4.8]．

4.2.1 水素分子の衝突輻射モデル

第 3 章では，表 3.1 に示した反応過程から非平衡 EEDF と共に，空間各位置での水素原子の生成レートを計算した．前章では EEDF の非平衡成分が原子生成に与える影響を理解するため，分子の電子励起準位が基底状態にあると仮定し，基底分子に対応する解離反応過程を考慮した．本章では実験再現性のある原子輸送解析モデル構築のため，第 3 章で考慮した反応に加え，図 4.1 に示すように，電子励起状態の原子が解離準位に遷移して生成される原子も考慮する．そのためには定常状態における励起分子密度を求める必要があり，CR モデル [4.9], [4.10] の適用によってこれを計算する．

図 4.2 に第 3 章で示した水素分子及び水素分子イオンのエネルギー準位図を再掲した [4.11]．安定な水素分子のエネルギー準位は，電子状態及び振動・回転状態によって指定される．図中の n は融合原子の主量子数に相当するパラメータであり， $n = 2$ となる状態の 1 つに自動解離準位 ($b^3\Sigma_u^+$) が存在する．他の電子励起準位から $b^3\Sigma_u^+$ 準位への遷移による原子生成を考慮するため，澤田らは $n = 2$ 準位の一重項状態 ($B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u$, $E, F^1\Sigma_g^+$) と三重項状態 ($b^3\Sigma_u^+$, $c^3\Pi_u$, $a^3\Sigma_g^+$) の 6 つの状態を区別して扱った．一方 $n \geq 3$ の準位については一重項状態と三重項状態のみが区別された [4.9]．主量子数 $n = 2, 3, 4$ 準位のエネルギー値は文献 [4.12]- [4.14] で与えられている． $n \geq 5$ 準位に対するエネルギー値 W_n は，水素分子の電離エネルギー $I_{H_2} = 15.42$ eV と原子の電離エネルギー $R_H = 13.6$ eV から

$$W_n = I_{H_2} - R_H/n^2 \quad (4.9)$$

で決められた．

各励起分子の遷移は、電子衝突による励起・脱励起・電離・解離及び自然放出過程によって生じる．そのためある励起準位 p にある水素分子密度 $n_{\text{H}_2}(p)$ の時間変化は、以下のレート方程式；

$$\begin{aligned} \frac{dn_{\text{H}_2}(p)}{dt} = & \left[\left\{ \sum_{q < p} C_{\text{H}_2}(q, p) + \sum_{q > p} F_{\text{H}_2}(q, p) \right\} n_e + \sum_{q > p} A_{\text{H}_2}(q, p) \right] n_{\text{H}_2}(q) \\ & - \left[\left\{ \sum_{q > p} C_{\text{H}_2}(p, q) + \sum_{q < p} F_{\text{H}_2}(p, q) + S_{\text{H}_2}(p) - D_{\text{H}_2}^{\text{H}}(p, i) \right\} n_e + \sum_{q < p} A_{\text{H}_2}(p, q) \right] n_{\text{H}_2}(p), \end{aligned} \quad (4.10)$$

によって記述される．ここで p, q には分子の基底・励起準位 ($X^1\Sigma_g^+$, $B^1\Sigma_u^+$, $b^3\Sigma_u^+$ 準位など) が代入される．解離準位 $b^3\Sigma_u^+$ に遷移した原子は、自動的に解離すると仮定し、励起準位 p の分子が解離してから準位 i の水素原子が生成される過程の反応レートを $D_{\text{H}_2}^{\text{H}}(p, i)$ と記した．また $C_{\text{H}_2}(p, q)$, $F_{\text{H}_2}(p, q)$ は、電子衝突励起・脱励起過程によって励起分子の準位が p から q に移行するレート係数である．各レート係数は第 2 章で得られた空間各位置における EEDF $f_e(E)$ を用いて

$$\langle \sigma v_e \rangle = \int \sigma(E) v_e(E) f_e(E) dE \quad (4.11)$$

と表される．ここで σ は分子の励起・脱励起過程などの遷移過程に対する反応断面積である．負イオン源内の分子に対する反応過程とその反応断面積データについては第 4.2.2 節に示す．

また電子速度 $v_e = \sqrt{2E/m_e}$ が分子速度に比べて十分速いことから、2 粒子間の相対速度は電子速度で置き換えられるとした．また $S_{\text{H}_2}(p)$ は電子衝突による p 準位分子の電離レート係数であり、その値は各準位の分子電離断面積 [4.9] から (4.11) 式と同様に計算した．励起準位 p から q への自然放出過程は、Einstein 係数 $A_{\text{H}_2}(p, q)$ を文献 [4.3], [4.16] より適用した．

本来、上記の (4.10) 式を数値解析的に解くことで、定常状態が得られる．ここで水素分子の場合は、励起準位にある分子密度変化の時間スケール τ_{exc} が、基底分子の密度変化の時間スケール τ_{ground} に比べて十分早い ($\tau_{\text{exc}} \ll \tau_{\text{ground}}$) 準定常近似 [4.9]- [4.18] による数値解法が適用できる．

上述の場合では、基底準位の密度を固定とし、各励起準位 $p = 2, 3, 4, 5, \dots$

に対する密度ベクトルを

$$\mathbf{n} = \begin{pmatrix} n_{\text{H}_2}(2) \\ n_{\text{H}_2}(3) \\ n_{\text{H}_2}(4) \\ n_{\text{H}_2}(5) \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

とまとめると，各準位に対するレート方程式 ((4.10) 式) は

$$\frac{d}{dt}\mathbf{n} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} + \mathbf{b} \quad (4.13)$$

と表される．行列 $\mathbf{T}$ は各準位間の遷移を表し，その成分 T_{pq} はに p 準位から q 準位への遷移に対する衝突周波数で表される．計算に考慮する励起準位の数 N とするとき， $\mathbf{T}$ は $N \times N$ 行列で記述される．また，ベクトル $\mathbf{b}$ は基底準位からの定常的な流入を示し，基底準位から p 準位への励起反応に対するレート係数 $C_{\text{H}_2}(1, p)$ を用いて

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} C_{\text{H}_2}(1, 2) \\ C_{\text{H}_2}(1, 3) \\ C_{\text{H}_2}(1, 4) \\ C_{\text{H}_2}(1, 5) \\ \vdots \end{pmatrix} n_{\text{H}_2}(1)n_e \quad (4.14)$$

と記述される．プラズマ中では再結合による $n_{\text{H}_2}(p)$ への寄与も考えられるが，電子温度が数 eV の負イオン源プラズマ中では再結合の反応レートは十分小さいとして無視した．準定常近似では (4.13) 式の左辺はすべての励起準位に対して 0 と近似できる；

$$\frac{d}{dt}n_{\text{H}_2}(p) = 0 \quad (p = 2, 3, 4, 5, \dots). \quad (4.15)$$

これより，連立方程式 (4.13) から，各励起準位における分子密度は前述した反応レート係数と基底原子密度，及び電子密度を用いて

$$n_{\text{H}_2}(p) = R_{\text{H}_2}(p)n_{\text{H}_2}(1)n_e \quad (4.16)$$

と記すことができる．ここで $R_{\text{H}_2}(p)$ は基底分子密度に対する励起分子密度の比を表すポピュレーション係数であり，以上に示した CR モデルによる数値計算結果として得られるパラメータである．定常状態における励起原子密度から，各準位にある原子の生成量 $D_{\text{H}_2}^{\text{H}}(p, i)$ を再計算し，原子輸送解析のインプットパラメータとする．

表 4.1 本解析に適用した励起準位に対する分子基底準位からの電子衝突励起反応エネルギー W 及びフィッティングパラメータ A_{fit} ([4.12], [4.15] より参照). 主量子数 $n = 3, 4$ に対しては, それぞれに含まれる励起準位に対し, 平均値を適用した.

n	励起準位	$W(\text{eV})$	A_{fit}	Ω	γ	ν
2(singlet)	$B^1\Sigma_u^+$	11.37	0.173	0.623	1.30	-
	$C^1\Pi_u$	12.40	0.285	0.623	2.27	-
	$E,F^1\Sigma_g^+$	12.40	0.0856	0.75	3	-
2(triplet)	$b^3\Sigma_u^+$	10.00	1.073	2.765	-	0.757
	$c^3\Pi_u$	11.87	0.240	3.0	-	3.0
	$a^3\Sigma_g^+$	11.89	0.1250	0.75	-	3
3(singlet)		13.99	0.0441	0.75	3	-
3(triplet)		13.89	0.00287	0.75	-	3
4(singlet)		14.65	0.0334	0.75	3	-
4(triplet)		14.63	0.00141	0.75	-	3

4.2.2 各分子過程の反応断面積に関するデータ及び仮定

前述の分子 CR モデルでは, 電子衝突に由来する分子の励起・脱励起, 電離, 解離及び自然放出による遷移過程の反応レートを熱平衡から逸脱した EEDF 中で計算し, さらにこれをレート方程式に代入して各準位の励起分子密度を導出した. 各分子過程の反応レートは, 各文献による反応断面積データを参照に計算されているものの, 断面積データが得られていない分子過程も少なからず存在している. 澤田らは簡易モデルの構築及び分光計測から, 上記の分子過程に対する断面積データを補完した [4.9]. 本解析でも文献 [4.9], [4.19] を参考に同じ仮定に基づく CR モデルを構築したため, 断面積の扱いについて説明する.

表 4.2 主量子数 $n = 3, 4$ の各励起準位に対する基底分子からの電子衝突励起の反応エネルギー W 及びフィッティングパラメータ A_{fit} .

singlet			triplet		
n	$W(\text{eV})$	A_{fit}	n	$W(\text{eV})$	A_{fit}
3	14.12	0.0706		13.98	0.0005
	13.62	0.1000		13.36	0.0051
	14.12	0.0155	3	13.97	0.0065
	13.98	0.0367		13.98	0.0007
	14.02	0.0102		14.01	0.0005
	14.06	0.0313		14.03	0.0039
4	14.86	0.0187		14.50	0.0003
	14.50	0.0238		14.47	0.0026
	14.57	0.0156		14.68	0.0005
	14.82	0.0311	4	14.69	0.0003
	14.72	0.0192		14.70	0.0013
	14.86	0.0110		14.69	0.0002
	14.20	0.1146		14.67	0.0047

基底分子からの励起過程

分子の基底準位から励起準位 p への電子衝突励起過程に対する反応断面積 $\sigma_{\text{exc}}(E)$ は文献 [4.12] から以下のフィッティング式が与えられる；

$$\sigma_{\text{exc}}(E) = \frac{q_0 A_{\text{fit}}}{W^2} \left(\frac{W}{E} \right)^{\Omega} \Phi. \quad (4.17)$$

ここで $q_0 = \pi a_0^2 (2R_{\text{H}})^2 = 6.514 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \text{eV}^2$ であり， W は基底準位と各励起準位のエネルギー差（反応エネルギー）を表す．また Φ は一重項（singlet）と三重項（triplet）の各状態に対し

$$\begin{aligned} \Phi &= 1 - (W/E)^{\gamma} \quad \text{for singlet,} \\ \Phi &= (1 - W/E)^{\nu} \quad \text{for triplet.} \end{aligned} \quad (4.18)$$

と記述される． A_{fit} , Ω , γ , ν はフィッティングパラメータである．表 4.1 に本解析で適用した，基底準位から各励起準位への励起断面積計算に用いる反応エネルギー W とフィッティングパラメータ A_{fit} を示す．澤田らの CR モデルと同様，主量

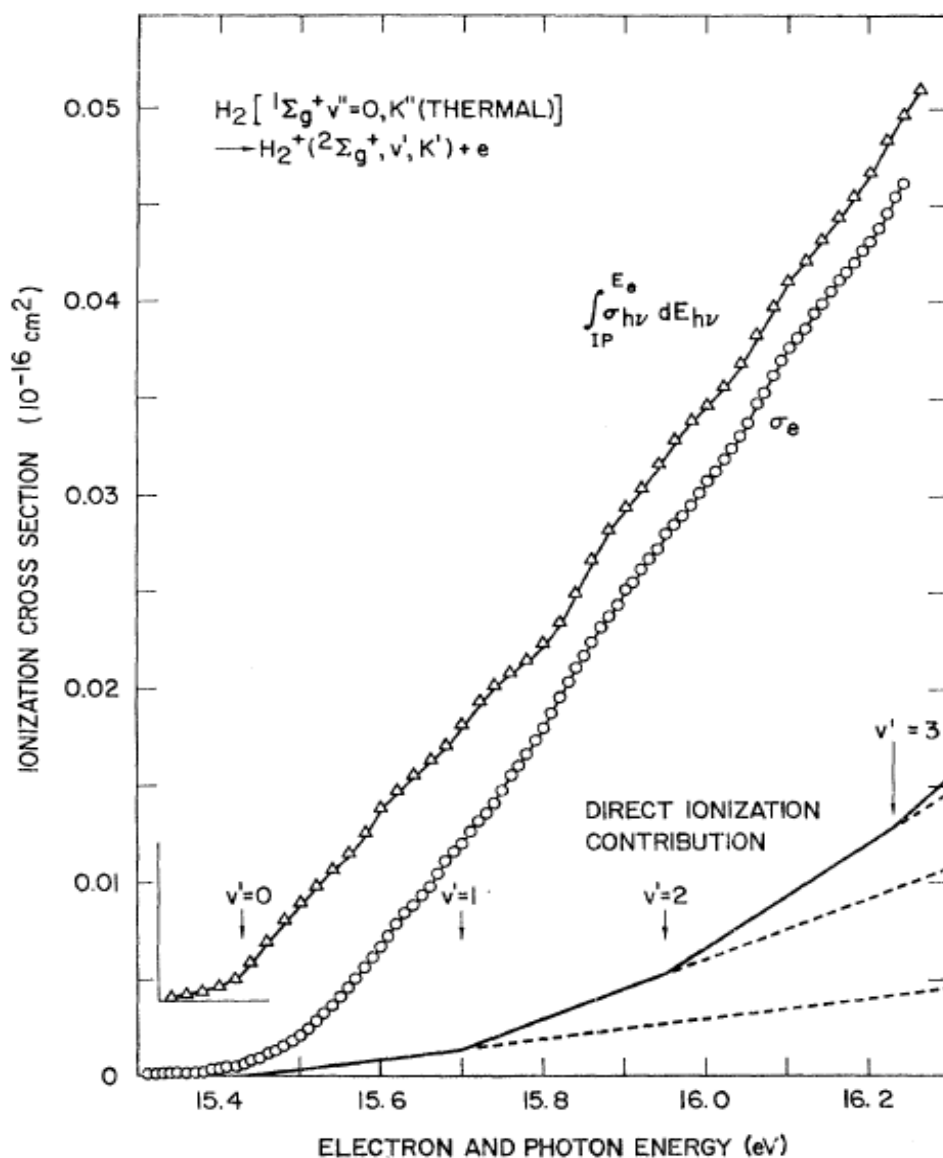


図 4.3 電子励起準位が基底にある水素分子の各振動励起準位に対する電離断面積（[4.20] より引用）.

子数 $n = 2$ に対しては縮退している励起準位 $B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u$, $E, F^1\Sigma_g^+$, $b^3\Sigma_u^+$, $c^3\Pi_u$, $a^3\Sigma_g^+$ を区別し, また主量子数 $n = 3, 4$ における値として, 表 4.2 に示された文献 [4.12] に与えられる各励起準位に対する W と A_{fit} の平均値を計算した. また一部の励起過程には, Miles らのフィッティングパラメータ [4.12] に対し澤田らに変更し, 実験との再現性を向上させたデータを用いた [4.9].

一方, 分子の基底準位から主量子数 $n \geq 5$ 準位への電子衝突励起, 及び励起準位間の電子衝突励起については, 実験・理論による断面積データの報告例が少なく,

表 4.3 Gaunt Factor の計算における各係数 ([4.3] より引用).

	$n = 1$	$n = 2$	$n \geq 3$
g_0	1.1330	1.0785	$0.9935 + 0.2328n^{-1} - 0.1296n^{-2}$
g_1	-0.4059	-0.2319	$-n^{-1}(0.6282 - 0.5598n^{-1} + 0.5299n^{-2})$
g_2	0.07014	0.02947	$n^{-2}(0.3887 - 1.181n^{-1} + 1.470n^{-2})$

遷移する準位にはデータがないものもある．澤田らは基底準位から主量子数 $n \geq 5$ 準位への励起過程について，文献 [4.19] に従う方法で以下のように断面積を推定した．励起断面積の閾値エネルギー付近の値 σ_0 は一定値 ($\sigma_{\text{exc}}(1, n) = \sigma_0 \propto n^{-3}$) であると仮定する．その一方，電離断面積 σ_{ion} が閾値エネルギー E_{th} 近傍で衝突エネルギー E に対して線形依存性

$$\sigma_{\text{ion}} = \alpha_{\text{slope}}(E - E_{\text{th}}) \quad (4.19)$$

を持つと近似できる．励起断面積の n に対する依存性を考慮したとき，高励起準位への励起断面積が電離断面積へと滑らかにつながっていると仮定すると，以下の関係が成り立つ；

$$\alpha_{\text{slope}} = \frac{\sigma_0}{2R_{\text{H}}n^3}. \quad (4.20)$$

閾値エネルギー近傍における電離断面積は文献 [4.20] に与えられており，図 4.3 に示されるように閾値エネルギーのごく近傍で一定値を取り，それより高い衝突エネルギーに対してほぼ線形な依存性を示す．上記の断面積は一重項と三重項を同時に扱っており，その割り振りは文献 [4.12] に与えられる $n = 3$ 準位に対する反応レートの比が，より高準位に対しても変わらないとした．

励起分子間の励起過程

励起準位間の励起過程については報告例が極めて少ないが，澤田らは主量子数 $n = 2$ の各準位 $B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u$, $E, F^1\Sigma_g^+$, $b^3\Sigma_u^+$, $c^3\Pi_u$, $a^3\Sigma_g^+$ 間の励起過程には，幾つかの仮定を用いて反応断面積を見積もった [4.15]． $B^1\Sigma_u^+$ から $E, F^1\Sigma_g^+$ への遷移は，Born 近似を用いて振動子強度を計算し対応する遷移確率を求めた．また一重項 $E, F^1\Sigma_g^+$ 準位と $C^1\Pi_u$ 準位，及び三重項 $a^3\Sigma_g^+$, $c^3\Pi_u$ 準位の二組の準位は，共に水素原子の $2s$ 及び $2p$ 準位の関係と類似性を持つ．これらの準位の遷移は Born 近似から得られる水素原子の自然遷移確率を適用した． $B^1\Sigma_u^+$, $C^1\Pi_u$ 準位間の遷移は光学的に禁止されているため無視した．その他の励起準位間の電子衝突励起

については水素原子の n 準位から n' 準位への励起断面積として Johnson によるフィッティング式；

$$\sigma_{\text{exc}}(n, n') = \frac{2n^2}{x} U_{nn'}^{-1} [1 - \exp(-r_{nn'} U_{nn'})] \times \left[\alpha_{nn'} \left(\ln U_{nn'} + \frac{1}{2U_{nn'}} \right) + \left(\beta_{nn'} - \alpha_{nn'} \ln \frac{2n^2}{x} \right) \left(1 - \frac{1}{U_{nn'}} \right) \right] \pi a_0^2. \quad (4.21)$$

を適用した．ここで a_0 は原子の Bohr 半径を表し，また

$$x = 1 - \left(\frac{n}{n'} \right)^2 \quad (4.22)$$

であり，

$$U_{nn'} = \frac{E}{E_{nn'}} \quad (4.23)$$

は n 準位と n' 準位のエネルギー差 $E_{nn'}$ で規格化された衝突エネルギー E である．またフィッティングパラメータ $r_{nn'}$ は

$$\begin{aligned} r_{nn'} &= r_n x \\ r_n &= 0.45 \quad (n = 1), \\ r_n &= 1.94n^{-1.57} \quad (n \geq 2) \end{aligned} \quad (4.24)$$

で記述される． $\alpha_{nn'}$ 及び $\beta_{nn'}$ は無次元量であり，それぞれ (4.22) 式の x を用いて

$$\alpha_{nn'} = 2n^2 x^{-1} f_{nn'}, \quad (4.25)$$

$$\beta_{nn'} = \frac{4n^4}{n'^3} x^{-2} \left(1 + \frac{4}{3} x^{-1} + b_n x^{-2} \right) \quad (4.26)$$

$$(4.27)$$

と表される．また振動子強度 [4.21] は

$$f_{nn'} = \frac{32}{3\sqrt{3}\pi} \frac{n}{n'^3} x^{-3} g(n, x) \quad (4.28)$$

と記述される．補正因子 $g(n, x)$ は Gaunt Factor と呼ばれ，

$$g(n, x) = g_0(n) + g_1(n)x^{-1} + g_2(n)x^{-2} \quad (4.29)$$

と記される．表 4.3 は文献 [4.3] で求められた個々の係数はを示す．(4.27) 式の係数 b_n は

$$\begin{aligned} b_n &= -0.603 \quad (n = 1), \\ b_n &= n^{-1}(4.0 - 18.63n^{-1} + 36.24n^{-2} - 28.09n^{-3}) \quad (n \geq 2) \end{aligned} \quad (4.30)$$

表 4.4 $n \geq 4$ 準位への電子衝突励起に対し，自動電離が生じない振動励起準位，及び自動電離の影響を除くために励起断面積に乘じた補正係数（[4.15] より引用）.

n	4	5	6	7	≥ 8
v	0 – 3	0 – 2	0 – 1	0 – 1	0
補正係数	0.909	0.665	0.390	0.390	0.140

表 4.5 分子の各励起準位に対する自然放出係数（[4.9] より引用）.

遷移過程	自然放出係数 (10^9 s^{-1})	参考文献
$\text{B}^1\Sigma_u^+ \rightarrow \text{X}^1\Sigma_g^+$	1.87	[4.22]
$\text{C}^1\Pi_u \rightarrow \text{X}^1\Sigma_g^+$	1.18	[4.22]
$\text{E}, \text{F}^1\Sigma_g^+ \rightarrow \text{B}^1\Sigma_u^+$	0.0067	[4.23]
$\text{a}^3\Sigma_g^+ \rightarrow \text{b}^3\Sigma_u^+$	0.091	[4.24]

である．

電子衝突は電子励起準位の遷移を起こすと同時に振動準位間の遷移も生じる．しかし，励起分子の振動エネルギー準位が水素分子イオンの基底状態エネルギーを超える場合すみやかに水素分子の自動電離が起こる．これを考慮して澤田らは自動電離を除いた励起断面積に対する補正係数を求めた [4.15]．各準位への励起に対する値は表 4.4 にまとめられる．

脱励起過程

電子衝突による脱励起反応のレート係数を，励起反応のレート係数との詳細つり合いから計算した．準位 n' から準位 n への脱励起の反応断面積を σ_{dex} と記述すると脱励起のレート係数は

$$\langle \sigma_{\text{dex}}(n' \rightarrow n)v \rangle = \frac{g_n}{g_{n'}} \times \frac{f_e(E_n)}{f_e(E_{n'})} \langle \sigma_{\text{exc}}(n \rightarrow n')v \rangle \quad (4.31)$$

と得られる． g_n は n 準位の統計重率であり，また $f_e(E_n)$ は n 準位のエネルギー E_n に対する背景電子の EEDF である．熱平衡状態の EEDF はカノニカル分布 $\exp(-E_n/k_B T_e)$ を取るが，ここでは 2 章で得られた空間各位置の EEDF 計算結果を $f_e(E_n)$ とした．

一部の自然放出過程については澤田らと同様に表 4.5 に与えられるように係数を決定した [4.9] . 表に与えられる以外の準位間に対する自然放出係数は , Johnson によって与えられる振動子強度 $f_{n'n}$ から原子のものと同様に与えた ;

$$A_{n' \rightarrow n} = \frac{e^2 \omega^2}{2\pi \epsilon_0 m_e c^3} \frac{g_{n'}}{g_n} f_{n'n}. \quad (4.32)$$

電子衝突電離過程

本解析における分子 CR モデルでは基底分子密度を一定としており , また水素分子イオンの密度変化を計算していないため , 電子励起準位からの電離過程のみを考慮する . しかし , 励起準位に対する電離断面積については実験や理論データが与えられていない . 励起分子の電離過程には , 直接電離と自動電離の 2 つの過程を考慮した . 直接電離については , 各準位における分子のイオン化エネルギー I_{H_2} を原子の電離断面積

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ion}}(n) &= \frac{2n^2}{U_n} [1 - \exp(-r_n U_n)] \\ &\times \left[\alpha_n \ln U_n + (\beta_n - \alpha_n \ln(2n^2)) \left(1 - \frac{1}{U_n}\right)^2 \right] \pi a_0^2 \end{aligned} \quad (4.33)$$

に適用して計算した . 係数 r_n は励起断面積と同様に与えられ , またイオン化エネルギーで規格化した衝突エネルギー E は

$$U_n = \frac{E}{I_{H_2}} \quad (4.34)$$

と表される . また各係数は

$$\alpha_n = \frac{32}{3\sqrt{3}\pi} n \sum_{i=0}^2 \frac{g_i(n)}{i+3}, \quad (4.35)$$

$$\beta_n = \frac{2}{3} n^2 (5 + b_n) \quad (4.36)$$

と記される . ここで $g_i(n)$ は (4.29) 式で与えられる Gaunt factor である .

一方自動電離は前述のとおり , 励起過程の際に遷移した振動準位のエネルギーが , 分子イオンの基底エネルギーより高い場合に生じ , 励起断面積に対する補正係数は澤田らによって表 4.4 に与えられる [4.9] . 励起断面積に上記の補正係数を考慮することで , 自動電離断面積が得られる .

表 4.6 解離性電離断面積フィッティング式の各係数 ([4.25] より引用).

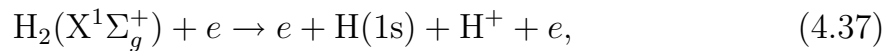
c_1	20013 $\text{\AA}^2\text{eV}^\Gamma$
c_2	2.63323
c_3	0.57363

表 4.7 解離性励起断面積フィッティング式の各係数 ([4.9], [4.26] より引用).

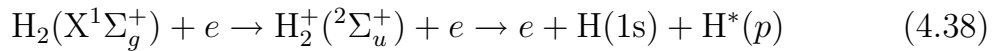
原子準位 n	K	s	r	C
2	0.090	1.235	0.01265	-1.20
3	7.08×10^{-3}	1.347	0.01265	1.93
4	7.39×10^{-4}	1.484	0.01265	13.2
5	1.27×10^{-4}	1.512	0.01265	28.0
6-8	$11.7n^{-6.96}$	$1.539 + 2.9 \times 10^{-3}(n-6)$	0.01265	$66.4 \ln(0.3n)$
9-12	$11.7n^{-6.96}$	1.542	0.01265	$66.4 \ln(0.3n)$
≥ 13	$11.7n^{-6.96}$	$1.541 + 1.7 \times 10^{-3}(n-13)$	0.01265	$66.4 \ln(0.3n)$

分子解離過程

本解析における CR モデルでは，分子解離準位 ($b^3\Sigma_u^+$ 準位) への遷移によって分子の解離が起こるとした．また基底準位の分子については，解離性電離過程；



及び解離性電離過程；



を考慮した． p は励起原子のエネルギー準位である．解離性電離の反応断面積は文献 [4.25] によるフィッティング式；

$$\tilde{\sigma}_{\text{DI}}(y) = \frac{c_1}{y} \left(\frac{y-1}{y} \right)^{c_2} (1 + c_3 \ln y) \quad (4.39)$$

を用いた．ここで $y = E/\Delta E$ は基底準位のエネルギーと分子イオンの解離準位間のエネルギー差 ΔE によって規格化された衝突エネルギーである．(4.39) 式中の各係数は，表 4.6 に示した．また $\tilde{\sigma}$ は断面積の形状関数であり，断面積の値は振

動励起準位のエネルギー $\Delta E(v)$ について

$$\sigma_{\text{DI}}(y, v) = \tilde{\sigma}_{\text{DI}}(y) \times \frac{1}{|\Delta E(v)|^\Gamma} \quad (4.40)$$

と与えられる．本解析では分子の振動準位 $v = 0$ のみを考慮し，対応するエネルギーとして $\Delta E(v) = 30.6 \text{ eV}$ を与え，補正係数 $\Gamma = 3$ とした．また衝突エネルギー E に対する解離性励起断面積は文献 [4.26] で与えられていたフィッティング式；

$$\sigma_{\text{DE}} = 4\pi a_0^2 R K [1 - s \exp(-rE)] (\ln E + C) / E \quad (4.41)$$

に，澤田らによる変更を加え実験再現性を向上させたデータ [4.27] を適用した．ここで R はリュードベリ定数 (13.6 eV) である．また表 4.7 に本解析で用いた，生成される原子の各準位 n に対するフィッティングパラメータ K, s, r, C を示した．

以上の分子過程データを CR モデルに適用することで，各励起準位にある分子密度とその結果として得られる定常状態の解離反応レートから，空間各位置における原子生成量が得られる．

4.3 原子の衝突輻射モデル

水素原子の発光線強度を理解するためには，原子の輸送過程のみでなく各励起準位の原子密度をその位置の非平衡 EEDF に対して求める必要がある．また水素原子の輸送過程解析では，衝突過程を計算する上で個々の原子に対して衝突周波数を決定する必要がある．しかし，各励起準位・各反応過程（電離・励起など）について原子は異なる衝突周波数を持ち，全励起準位に対する原子輸送計算が必要となり得る．この問題を解決するため，原子輸送解析では全励起準位に対する重み付けを考慮した衝突計算を行う．これについては第 4.5 節で述べる．本節では重み付けに必要な各励起原子密度比を，与えられた非平衡 EEDF に対して計算するための原子 CR モデルについて説明する．

分子の場合と同様，原子 CR モデルの基礎方程式は各励起準位に対するレート方程式であり，図 4.4 に示すように分子解離による各準位への流入，及び電子衝突励起，脱励起，電離，自然放出による各準位間の遷移過程から定常状態における励

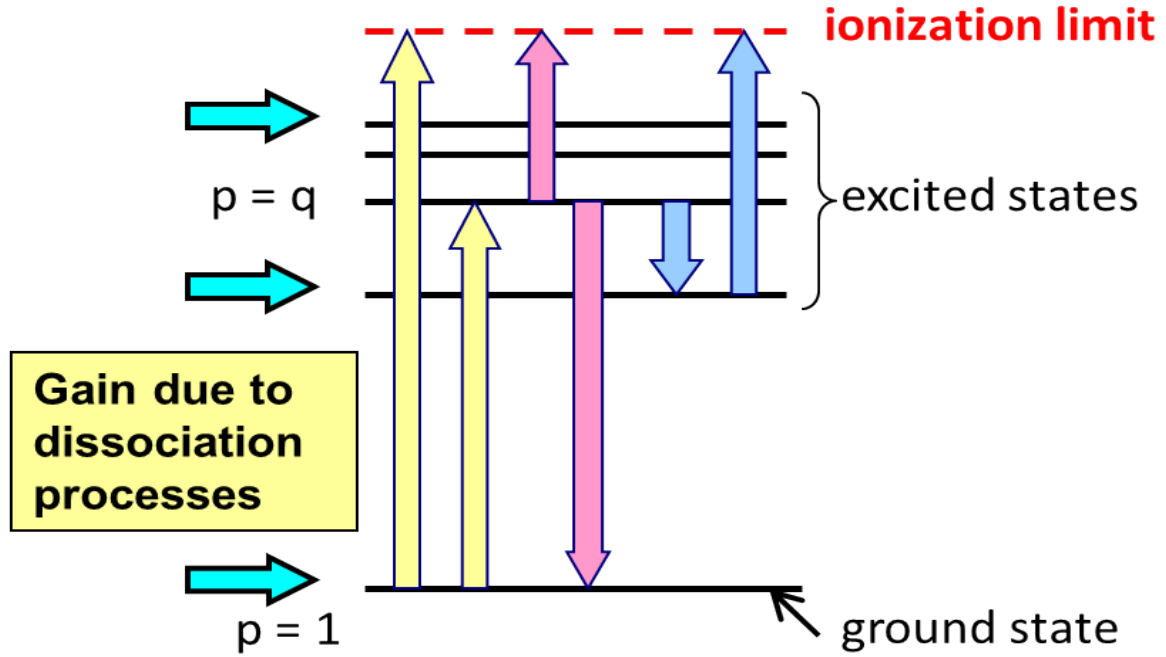


図 4.4 本解析で扱う水素原子の電子励起準位間の遷移過程．

起原子密度を計算する；

$$\begin{aligned} \frac{dn_H(p)}{dt} = & \left[\left\{ \sum_{q < p} C_H(q, p) + \sum_{q > p} F_H(q, p) \right\} n_e + \sum_{q > p} A_H(q, p) \right] n_H(q) \\ & - \left[\left\{ \sum_{q > p} C_H(p, q) + \sum_{q < p} F_H(p, q) + S_H(p) + P_{H_2}^H(p) \right\} n_e + \sum_{q < p} A_H(p, q) \right] n_H(p). \end{aligned} \quad (4.42)$$

ここで $n_H(p)$ は p 準位に対する原子密度を表す．但し，基底準位 $p = 1$ 以外の $p \geq 2$ 準位に対し，その密度をレート方程式 (4.42) より計算する．電子衝突による励起・脱励起・電離過程のレート係数は C_H , F_H , S_H で与えられ，また，自然放出係数は A_H と記述される．また，分子 CR モデルの計算結果として得られる，解離による p 準位原子の生成レート係数を $P_{H_2}^H(p)$ と記した．各レート係数は，非平衡 EEDF を代入した (4.11) 式と同様の計算方法を取る．

原子の CR モデルについても，準定常近似による数値解法が適用可能である．(4.12) - (4.15) 式と同様に各励起準位の原子密度は，基底準位の原子密度及び電子密度から

$$n_H(p) = R_0(p)n_H(1)n_e \quad (4.43)$$

と記述される．基底原子に対する励起原子のポピュレーション係数を $R_0(p)$ とした．

本解析では分子 CR モデルと原子 CR モデルが結合され，基底分子密度に対する各励起分子・原子密度

$$n_H(p) = R_H(p)n_H(1)n_e + R_{H_2}(p)n_{H_2}(1)n_e \quad (4.44)$$

が計算される．ここで $R_H(p)$, $R_{H_2}(q)$ は基底分子を固定した統合 CR モデルにおいて，基底分子に対する励起原子(準位 p)・励起分子(準位 q)のポピュレーション係数である．同 CR モデルの計算結果から基底原子密度に対する励起原子密度比

$$\tilde{n}_H(p) = \frac{n_H(p)}{n_H(1)} \quad (4.45)$$

が得られ，第 4.5 節の原子輸送解析に適用される．

4.4 CR モデルの妥当性検証

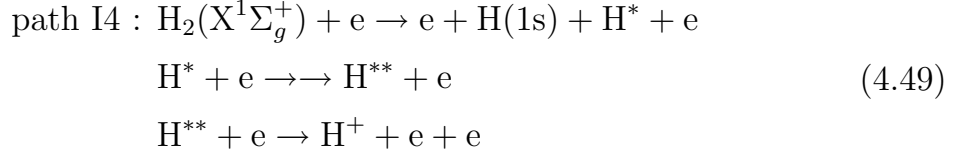
以上で説明した分子・原子の CR モデルは，澤田らにより報告された平衡プラズマ中の励起準位を得るためのモデル [4.9] を，非平衡 EEDF を取り込める形式に変更したものである．本解析で構築した CR モデルの妥当性検証のため，入力パラメータの EEDF として平衡 Maxwell 分布を用いた結果と，澤田らによって報告されている計算結果を比較した [4.28] ．

文献 [4.9] では，電子温度・密度 T_e , n_e に対し，基底分子 $H_2(X^1\Sigma_g^+)$ を始状態とする各電離過程 (path I) 及び解離過程 (path H) の実効的な反応レート係数を計算した．電離過程は全部で以下の 4 つの path に分けられる．

$$\text{path I1 : } H_2(X^1\Sigma_g^+) + e \rightarrow H_2^+ + e + e \quad (4.46)$$

$$\begin{aligned} \text{path I2 : } H_2(X^1\Sigma_g^+) + e &\rightarrow H_2^* + e \\ H_2^* + e &\rightarrow H_2^{**} + e \\ H_2^{**} + e &\rightarrow H_2^+ + e + e \end{aligned} \quad (4.47)$$

$$\text{path I3 : } H_2(X^1\Sigma_g^+) + e \rightarrow e + H^+ + H(1s) + e \quad (4.48)$$



記号 * 及び ** は励起準位にある分子・原子を表し，基底準位の表記と区別する．また反応式を結ぶ二重の矢印 $\rightarrow\rightarrow$ は複数の励起準位間の遷移 (Ladder-like process) [4.29] を表す．path I2 及び I4 では，励起準位の分子・原子による実効的な電離レート係数 $P_{\text{path I}}$ が計算され，基底分子に対する各準位 p にある励起原子のポピュレーション係数 $R_{\text{H}}(p)$ ，各準位 q にある励起分子のポピュレーション係数 $R_{\text{H}_2}(q)$ 及び各準位に対する電離のレート係数 $S_{\text{H}_2}(q)$ ， $S_{\text{H}}(p)$ を用いて

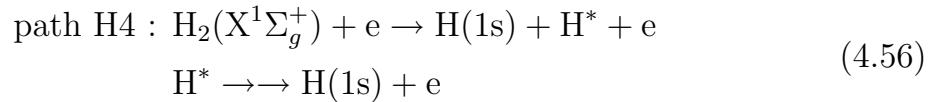
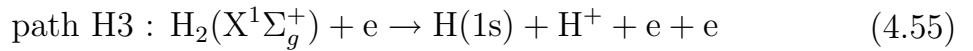
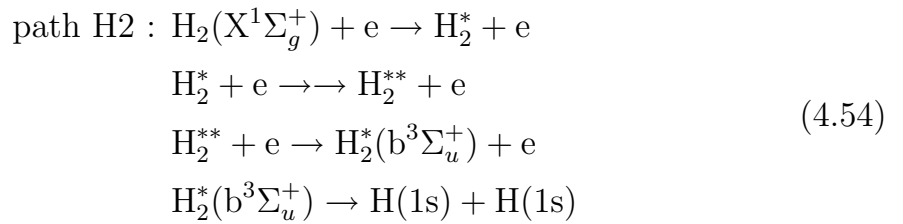
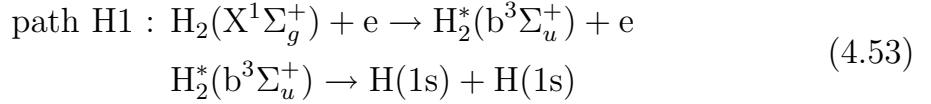
$$P_{\text{path I2}} = \sum_{p \geq 2} S_{\text{H}_2}(q) R_{\text{H}_2}(q) n_e \tag{4.50}$$

$$P_{\text{path I4}} = \sum_{p \geq 2} S_{\text{H}}(p) R_{\text{H}}(p) n_e \tag{4.51}$$

$$\tag{4.52}$$

と記述される．

また，解離過程については以下の 4 つの path を考える．



path H1, H2 は解離準位 $\text{H}_2^*(\text{b}^3\Sigma_u^+)$ への基底準位からの励起，及び高励起準位からの脱励起反応に対するレート係数を計算した．path H2 のレート係数は実効的なレート係数 $P_{\text{path H2}}$ であり，各励起準位 p に対する電子衝突脱励起のレート係

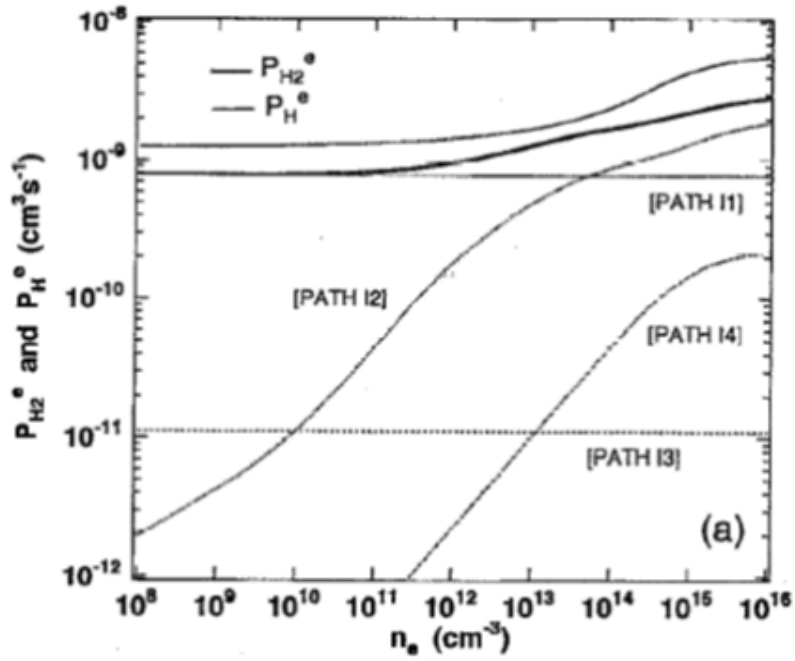


図 4.5 澤田らによる電子温度 $T_e = 5 \text{ eV } k_B^{-1}$ に対する実効的な電離反応レート係数の電子密度依存性 ([4.9] より引用)。

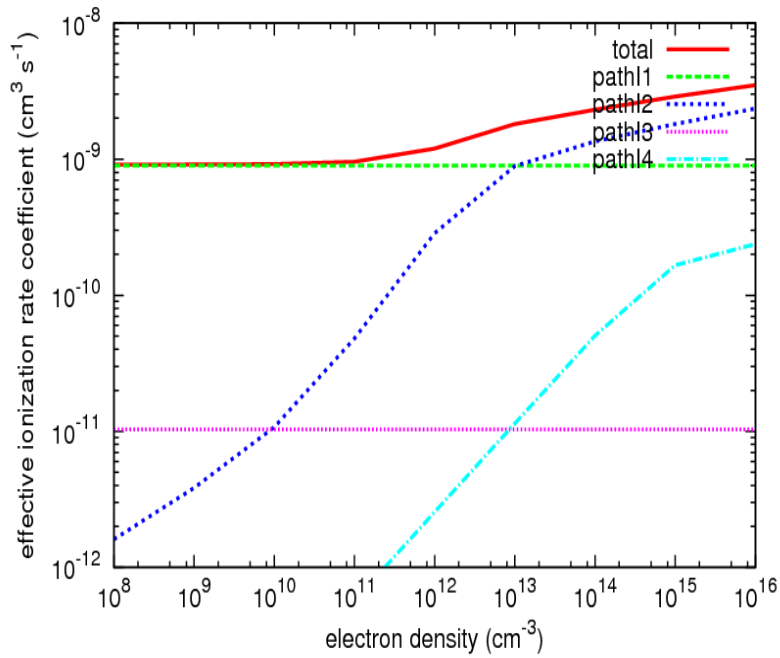


図 4.6 本解析における CR モデルから計算した電子温度 $T_e = 5 \text{ eV } k_B^{-1}$ に対する分子・原子電離反応レート係数の電子密度依存性。

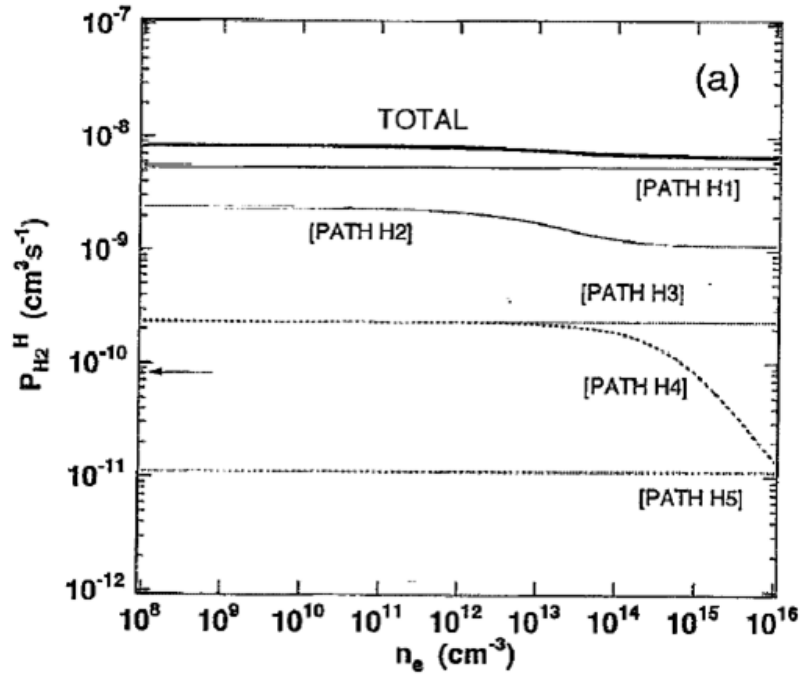


図 4.7 澤田らによる電子温度 $T_e = 5 \text{ eV } k_B^{-1}$ に対する分子解離反応レート係数の電子密度依存性 ([4.9] より引用)。

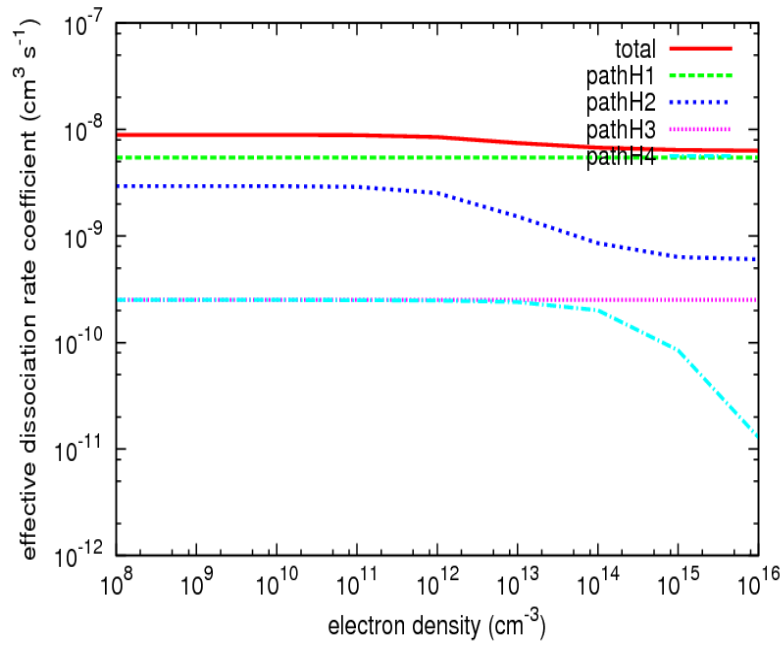


図 4.8 本解析における CR モデルから計算した電子温度 $T_e = 5 \text{ eV } k_B^{-1}$ に対する分子解離反応レート係数の電子密度依存性。

表 4.8 原子輸送解析における空間セル分割と時間ステップ分割 .

空間セル $\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z$	20 mm $\times$ 20 mm $\times$ 20 mm
時間ステップ Δt	1.0×10^{-8} s
テスト粒子 1 個の重み w	1.0×10^{10} 個

数 $F_{\text{H}_2}(p, q)$, 自然放出係数 $A_{\text{H}_2}(p, q)$ 及び各励起分子の基底分子に対するポピュレーション係数 $R_{\text{H}_2}(p)$ を用いて

$$P_{\text{path H2}} = \sum_{p \geq 2} [A_{\text{H}_2}(p, q) + F_{\text{H}_2}(p, q)n_e] R_{\text{H}_2}(p) \quad (4.57)$$

と記述される . 終状態の準位は解離準位であり , $q = b^3\Sigma_u^+$ である . 同様に path H4 については励起原子の脱励起レート係数 $F_{\text{H}}(p, 1)$, 自然放出係数 $A_{\text{H}}(p, 1)$ 及び基底分子に対する励起原子のポピュレーション係数 $R_{\text{H}}(p)$ より

$$P_{\text{path H4}} = \sum_{p \geq 2} [A_{\text{H}}(p, 1) + F_{\text{H}}(p, 1)n_e] R_{\text{H}}(p) \quad (4.58)$$

が計算される .

図 4.5 に澤田らによって報告された電子温度が $T_e = 5 \text{ eV } k_B^{-1}$ の平衡 Maxwell 分布に対する電離レート係数 (path I) の電子密度依存性を示した . また図 4.6 に本解析で構築した分子・原子 CR モデルによる電離レート係数 (path I) の電子密度依存性を示した . 分子の解離過程 (path H) についても同様に , 図 4.7 及び図 4.8 に , 澤田ら及び本解析によるレート係数の電子密度依存性を , それぞれ示した . 両結果の一致から , 本研究で構築した CR モデルの妥当性が検証された .

4.5 水素原子の輸送解析

水素原子輸送解析のフローチャートを図 4.9 に示す . 輸送解析では原子の励起準位を区別せず , 全準位を合わせた原子として扱い , 衝突計算及び発光線強度分布の計算の際にポピュレーション密度比から重み付けを行う . 初期条件では , 上述の通り , 分子・原子の CR モデルから非平衡 EEDF に対する原子生成量 , 及びポピュレーション密度比を計算する . CR モデルから得られる各パラメータのセル分割数は , 第 2 章で EEDF を計算した空間セル数と等しい . 表 4.8 に空間セル分割及び時間ステップ分割 , 及びテスト粒子 1 つあたりの重みを示した .

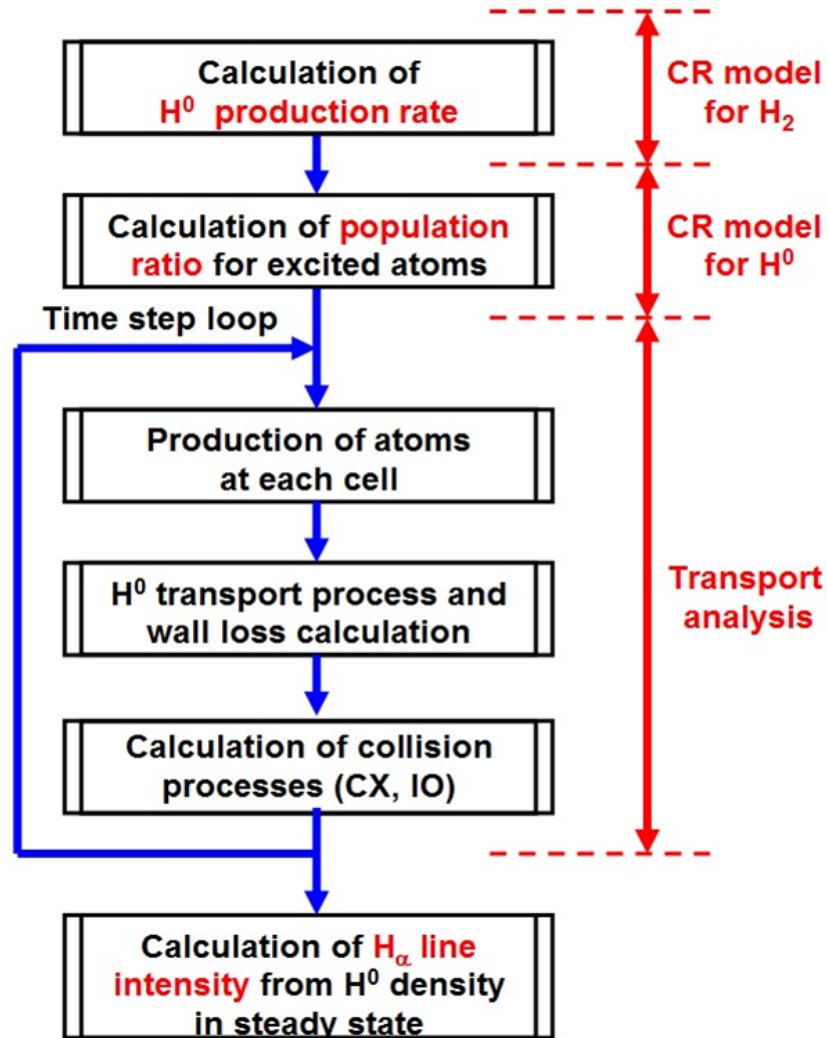


図 4.9 水素原子輸送解析コードのフローチャート。

本解析では実系の粒子を複数まとめたものを 1 つのテスト粒子とし、その輸送を追跡することで、計算コストを低減している。テスト粒子 1 つあたりにまとめられる粒子数をテスト粒子の重みと呼ぶ。重み w が大きいと少ないテスト粒子数で高粒子密度の解析が可能となるが、統計性が悪くなるため、計算結果が重みの影響を受けてしまう。一方、重みを小さくしていくと、計算結果が重みの影響を受けなくなり、解析で用いるテスト粒子の多体的な挙動が実系 ($w = 1$) と同様になる。本研究では、テスト粒子の重みを $w = 10^{11} \rightarrow 10^9$ 個と変化させて同じ計算を行った。その結果、重みが $w \leq 10^{10}$ 個の場合では定常状態における系内の粒子密度と平均エネルギーの空間分布が重みの影響を受けなくなった。このことから、本解析では $w = 10^{10}$ 個とした。

原子の輸送解析モデルは、大きく次の 3 部 ; (1) 原子生成計算 , (2) 原子軌道計算 , 及び (3) 原子衝突計算から構成される . 原子の生成計算では各空間セルに対し , 分子 CR モデルから得られた原子生成レートを元に , 輸送解析で用いるテスト粒子を生成する . 各時間ステップにおいて各セルで生成されるテスト粒子数 N_{prod} は , 実際の生成レート S_{H} , セルの体積 ΔV , 時間ステップ幅 Δt 及びテスト粒子の重み w から ,

$$N_{\text{prod}} = S_{\text{H}} \times \Delta V \times \Delta t / w \quad (4.59)$$

と決められる .

原子の軌道計算では , テスト粒子の運動方程式

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}_{\text{H}} \quad (4.60)$$

が各時間ステップで計算される . $\mathbf{x}$, $\mathbf{v}_{\text{H}}$ は原子の位置と速度であり , 衝突による原子の速度変化は次節の衝突計算で行われる . 壁位置における原子の粒子反射係数 R_{N} , 及びエネルギー反射係数 R_{E} は文献 [4.30], [4.31] から以下のように与えられる ;

$$R_{\text{N}} = \left[(1 + 3.2116\epsilon_{\text{L}}^{0.34334})^{1.5} + (1.3288\epsilon_{\text{L}}^{1.5})^{1.5} \right]^{-1/1.5}, \quad (4.61)$$

$$R_{\text{E}} = \left[(1 + 7.1172\epsilon_{\text{L}}^{0.3525})^{1.5} + (5.2757\epsilon_{\text{L}}^{1.5})^{1.5} \right]^{-1/1.5}. \quad (4.62)$$

$$(4.63)$$

ここで ϵ_{L} は壁に入射する粒子の規格化された入射エネルギーであり , 入射粒子の元素と壁材の元素に対する原子質量 m_1 , m_2 及び原子核の価数 Z_1 , Z_2 を用いて

$$\epsilon_{\text{L}} = 32.55 \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{1}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} E_{\text{H}} \quad (4.64)$$

で記述される . E_{H} は原子の壁垂直方向への入射エネルギーである . 本解析では , 負イオン源内の壁面がフィラメントから蒸発したタングステンで覆われていると仮定した .

原子輸送解析では , 水素原子の励起準位を区別せずに輸送過程を扱う一方 , 各原子の衝突周波数は励起準位によって異なる . 励起準位 p にある原子密度比 $\tilde{n}_{\text{H}}(p)$

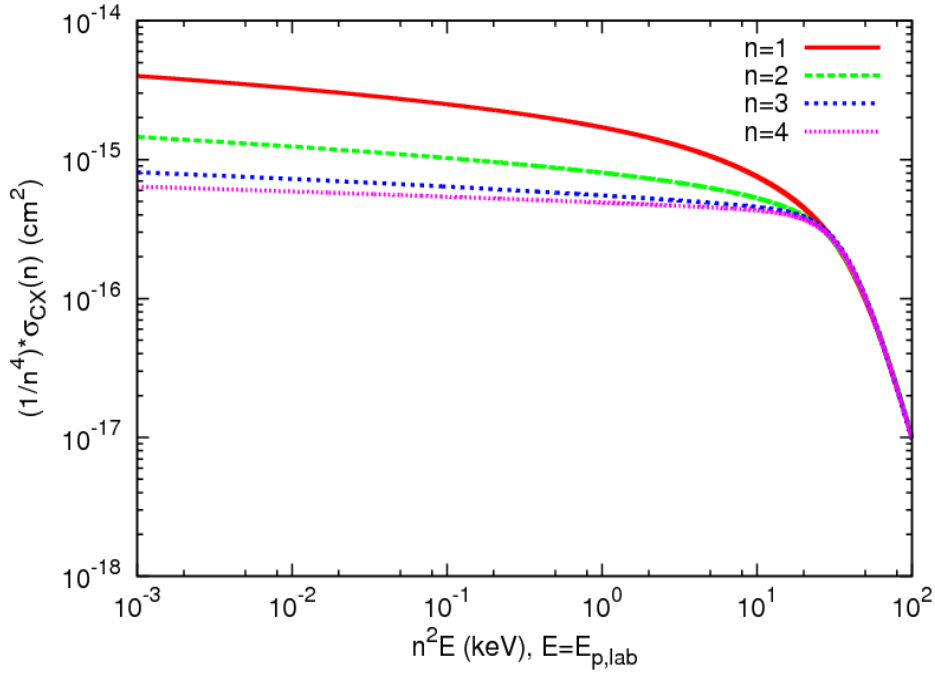


図 4.10 各主量子数 $n = 1 - 4$ の原子に対する荷電交換断面積 .

は，非平衡 EEDF を考慮した原子 CR モデルの計算結果より，各空間セルで与えられており，これより全励起準位に対する実効的衝突周波数

$$\nu_{\text{eff}} = n_e \sum_p \tilde{n}_H(p) \langle \sigma(p)v \rangle \quad (4.65)$$

を計算可能である．また σ は解析において考慮される原子の衝突過程の断面積である．本解析では原子の衝突過程として，荷電交換



及び電子衝突電離



を考慮した．この理由は上記の 2 過程が負イオン源内の原子に対して短い平均自由行程を持つためである．図 4.10 に各主量子数の励起原子に対する荷電交換断面積（[4.4]- [4.6]）を示した．解離過程によって生成された原子が数 eV の初期エネルギーを持つ場合，その速さは $v_H \sim 10^4 \text{ m s}^{-1}$ 程度となる．一方，解離後に壁衝突によってエネルギーを奪われ，熱速度に緩和した原子の速さは $v_H \sim 10^3 \text{ m s}^{-1}$ 程度となる．また，第 2 章で述べたように正イオン温度は $1 \text{ eV } k_B^{-1}$ 以下とし，密

度は準中性条件から電子密度と同様に 10^{18} m^{-3} と考えると、荷電交換に対する原子の平均自由行程は解離生成直後の原子に対して $\lambda_{\text{CX}} \sim 10 \text{ m}$ 程度、熱速度に緩和した原子に対して $\lambda_{\text{CX}} = 1 \text{ m}$ 程度となる。これに対し、負イオン源のチャンバサイズが $L = 0.1 - 1 \text{ m}$ となることから、荷電交換は熱緩和した原子に対して寄与する。しかし、原子は壁に衝突しながら負イオン源内を輸送され、最終的に壁や PG 電極の引出し孔へ入射するか、電離過程によって消滅するため、その行程は 10 m に上ることも考えられる。これより、初速度を持つ原子に対しても荷電交換の影響は無視できない。電子衝突電離に対する基底原子の衝突周波数は Johnson による断面積データに非平衡 EEDF 計算結果を用いると、 $\nu \sim 10^3 - 10^4 \text{ s}^{-1}$ のオーダーを持ち、平均自由行程は $\lambda_{\text{ion}} = 10^{-1} - 10^0 \text{ m}$ と得られる。上記の原子衝突過程は、第 2 章で述べた Null Collision Method (NCM) を用いて計算される。荷電交換が生起した場合は、熱緩和した正イオンと速度を交換し、電子衝突電離の場合は消滅したと見做した。

原子密度・温度が定常値に達したところを定常状態とし、各空間セル内の原子数をカウントし、(4.59) 式からセル内の原子密度が計算される。また CR モデルから得られる基底原子・励起原子密度比 $\tilde{n}_{\text{H}}(p)$ から、各準位 p の励起原子密度の絶対値を計算可能である。

4.6 水素原子密度分布の解析結果

図 4.11 に解析から得られた、負イオン源ドライバー領域 ($Z = 90 \text{ mm}$) における XY 面内の原子密度の空間分布を示す。第 3 章で議論された EEDF 非平衡成分による原子生成分布の非一様性と共に、本解析では、原子のチャンバー内への輸送及び電離過程による原子消滅の影響が考慮された。上記の輸送・電離過程は原子密度分布の空間的非一様性を緩和する可能性があったが、解析結果では負イオン源上部領域 ($Y = 170 \text{ mm}$) 及びフィラメント陰極近傍において原子密度が高くなる非一様性が確認された。

図 4.12 に CR モデルを用いて励起分子の影響まで考慮した原子生成レートの空間分布計算結果を示す。また、電子との位置関係を明確化するために、第 2 章で示した同領域の熱電子・高速電子分布を図 4.13 に再掲する。前章で議論したように、アーク放電用フィラメント近傍及び負イオン源上部領域 ($Y > 170 \text{ mm}$) ではフィラメントから生成された直後の高速電子 (図 4.13 の赤い点; $55 - 65 \text{ eV}$) 局在化に伴い、分子解離による原子生成が促進される。一方、原子の輸送過程は原

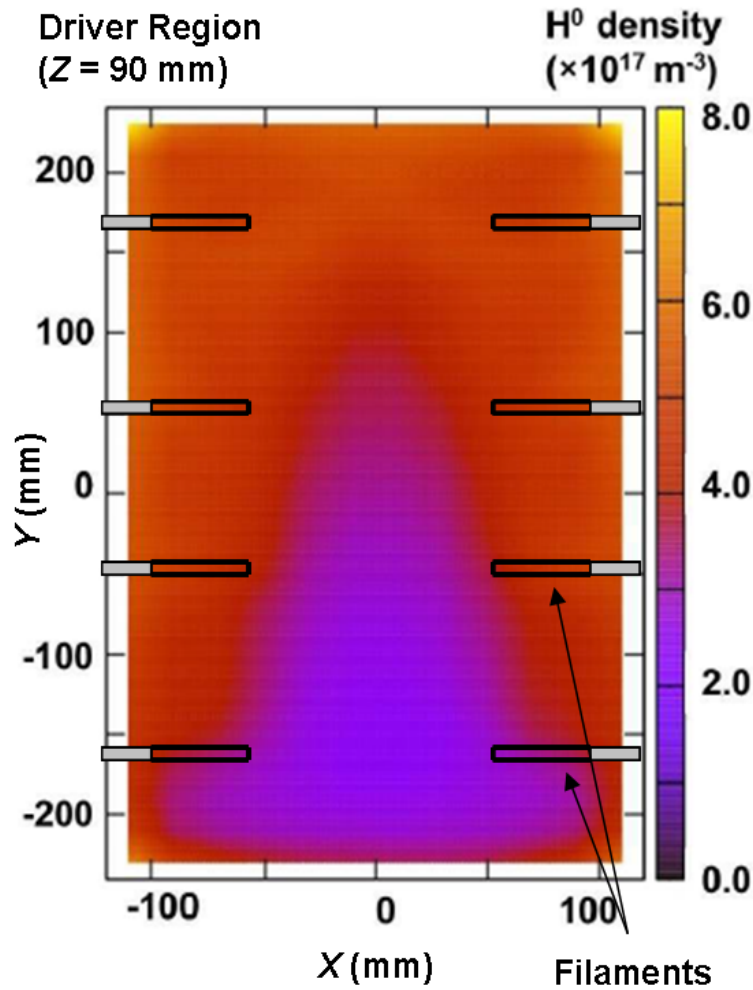


図 4.11 10A 負イオン源ドライバー領域 ($Z = 90 \text{ mm}$) 位置における XY 面内の原子密度分布 ([4.32] より引用)。

子の非一様性緩和を促進し，また図 4.14 に示すように電離による原子消滅レートも EEDF 非平衡成分の存在する位置で促進されるため，非一様性を緩和する効果がある．負イオン源上部領域の中心付近 $Y = 190 \text{ mm}$, $X = 0$ における正味の原子生成量は，電離過程による原子消滅を考慮した場合，分子解離のみの生成量に対して 70% 程度の値を取り，下部領域では電離の影響を含めた正味の生成量は元の生成量の 80% を超える．輸送・電離による非一様性緩和の影響を含めた解析でも，原子密度に非一様性が現れることから，非平衡 EEDF のために原子生成分布が強い非一様性を示し，支配的に密度分布を決定することが明らかとなった．これは第 3 章で示した Boltzmann 方程式を用いた議論から，原子密度の空間分布が概ね原子生成レートの空間分布に比例するという結論と一致している．

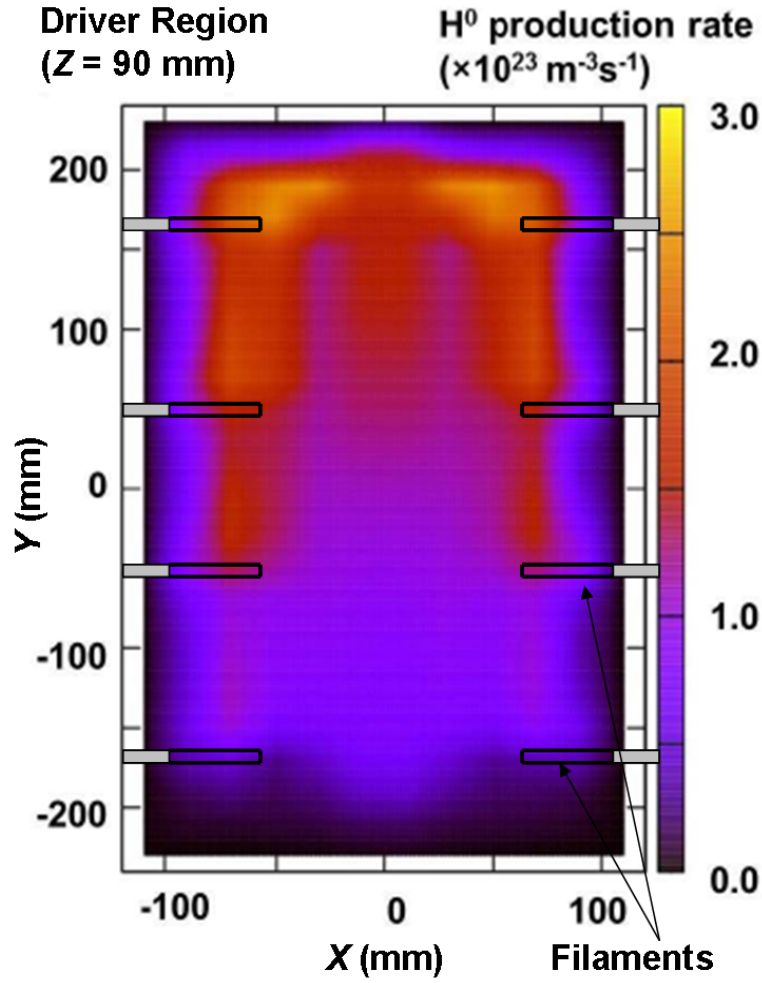


図 4.12 10A 負イオン源ドライバー領域 ($Z = 90$ mm) 位置における XY 面内の原子生成分布 ([4.32] より引用).

4.7 H_{α} 線発光強度分布の測定・解析結果比較

各空間セルにおいて得られた原子密度分布に対し, CR モデルより得られた励起準位 p にある原子密度比 $\tilde{n}_H(p) = n_H(p)/n_H(1)$ から H_{α} 線強度が得られる;

$$\epsilon_{H_{\alpha}} = A(3, 2) \frac{\tilde{n}(3)}{\sum_p \tilde{n}(p)} \times n_{H, \text{total}}. \quad (4.68)$$

ここで $A(3, 2)$ 及び $n_{H, \text{total}}$ は励起準位 $3 \rightarrow 2$ の遷移に対する自然放出係数及び原子輸送解析から得られる全準位を含めた原子密度である. 図 4.15 にドライバー

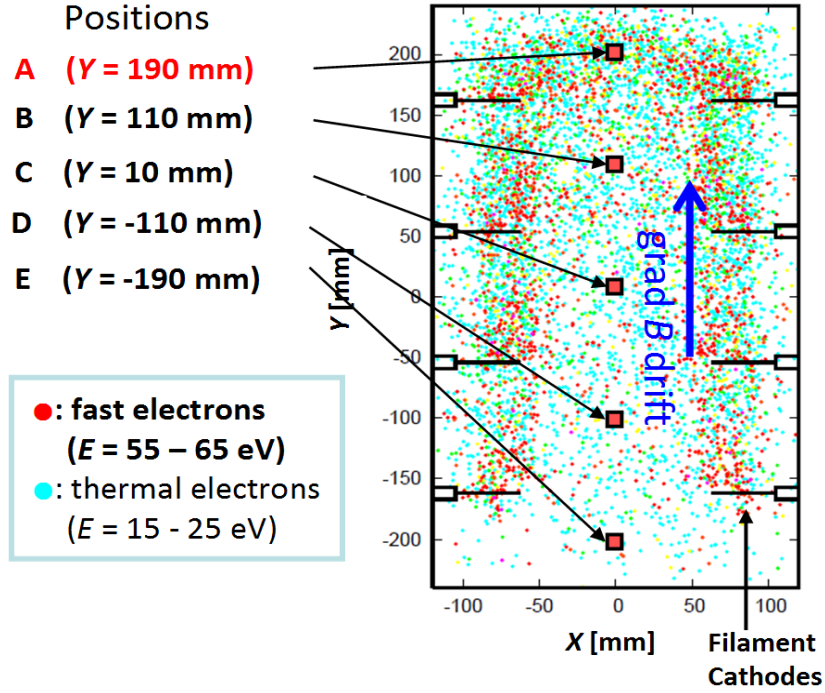


図 4.13 10A 負イオン源ドライバー領域 ($Z = 90$ mm) 位置における XY 面内の電子分布；赤い点はエネルギーが $55 - 65$ eV の範囲にある高速電子，青い点は $15 - 25$ eV の範囲にある熱電子を表す（第 2 章図 2.16 の再掲）（[4.33] より引用）。

領域 XY 面内の H_α 線発光強度分布を示す．ここで図 4.11 にて示した水素原子の空間プロファイルと H_α 線強度分布の空間プロファイルを比較すると，EEDF の非平衡成分が存在する上部・フィラメント近傍領域において発光線強度が強い非一様性を示すことが分かる．原子密度に対して発光線強度の空間分布が強い非一様性を示す原因は，EEDF の非平衡成分が基底原子からの励起過程及び基底分子からの解離性励起過程を促進するためである．図 4.16 にドライバー領域上部 ($Z = 90$ mm, $Y = 190$ mm) における非平衡 EEDF 及び $p = 3$ 準位の原子生成に寄与する基底原子の励起 (EXC) 反応レート係数 $\sigma_{\text{EXC}}v$ と基底分子の解離性励起 (Dissociative Excitation ; DE) 反応レート係数 $\sigma_{\text{DE}}v$ を示した．EXC 反応のレート係数は DE 反応に対するレート係数に比べて一桁程度高い値を持つが，分子密度が $n_{\text{H}_2} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で与えられるのに対し，計算結果の原子密度は $10^{17} - 10^{18} \text{ m}^{-3}$ のオーダーとなることから DE 反応は EXC 反応と同程度の影響を持つ．図 4.13 には，EEDF の熱電子成分 ($E < 20$ eV) が従う Maxwell 分布 ($T_e = 3 \text{ eV } k_B^{-1}$, $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$) も示した．これより，非平衡成分 ($E > 20$ eV) が EXC 反応及び DE 反応のレート係数と大きな重なりを持つことが分かる．そのため全励起準

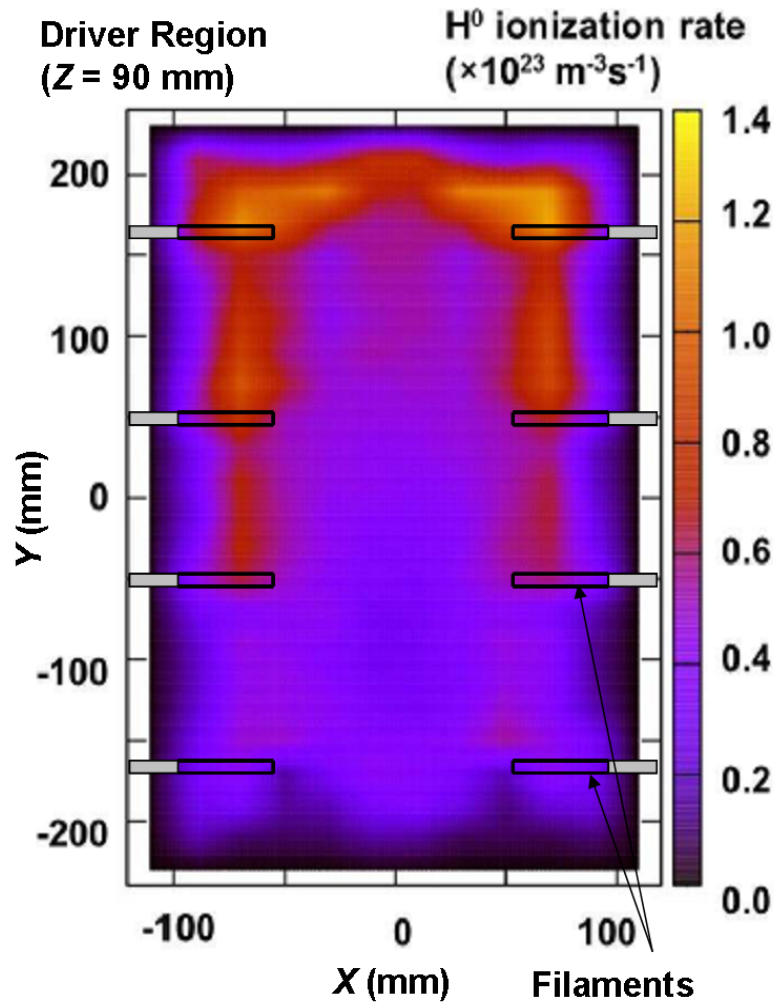


図 4.14 10A 負イオン源ドライバー領域 ($Z = 90 \text{ mm}$) XY 面内における電離反応レートの空間分布 ([4.32] より引用)。

位に対する原子密度分布が緩やかな空間プロファイルを示しても，非平衡成分が存在する負イオン源上部領域及びフィラメント近傍領域では励起原子密度 $n_{\text{H}}(3)$ の生成が促進され，結果として得られる H_{α} 線発光強度が高くなる。

解析では各空間セルにおいて得られる H_{α} 線発光強度から，図 4.17 に示す分光計測ポートの視野領域に含まれるセルから発光線強度が積分される。また，視野領域内の各セルから生じる H_{α} 線は等方的に放出される。 H_{α} 線に対応する $\lambda = 656.28 \text{ nm}$ の波長を持つ光子の内，図 4.18 に示されるような計測ポートに入射する立体各成分 $d\Omega$ を各セルで考慮した。図 4.19 に分光計測及び輸送解析から得られる H_{α} 線強度の空間（長手方向）分布を示す。測定結果

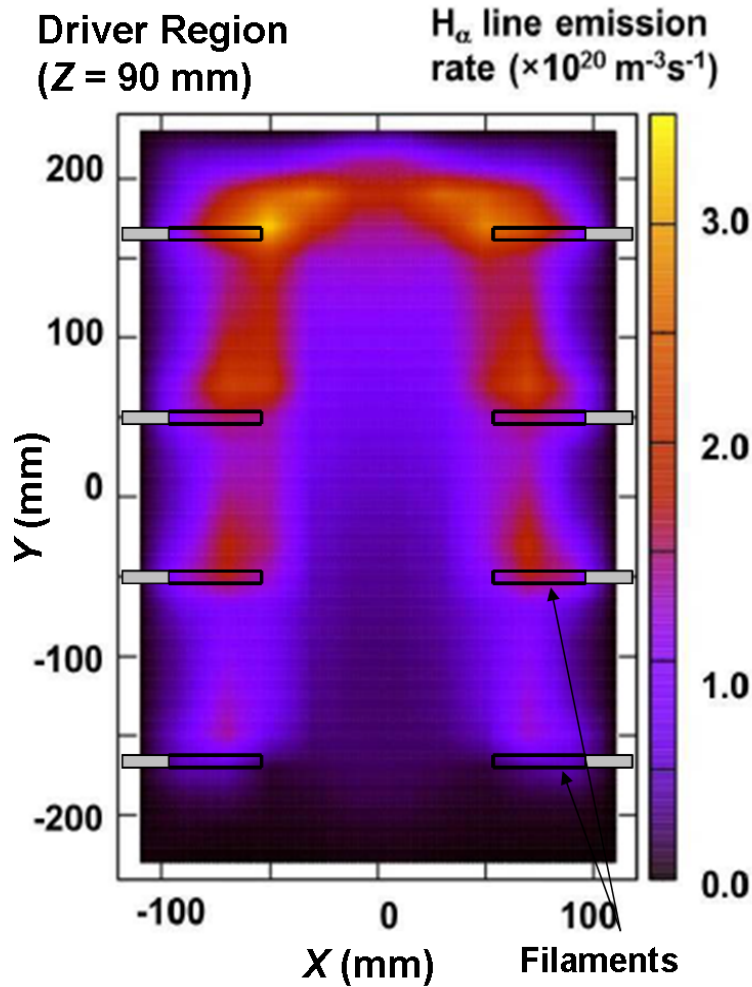


図 4.15 10A 負イオン源の各位置における H_{α} 線発光強度分布 ([4.32] より引用)。

(▲) と解析結果 (●) は、各計測ポートに単位時間当たりに入射する H_{α} 線の光子数が、共に $10^{13} \text{ photons s}^{-1}$ のオーダーを持つ。また負イオン引き出し領域 ($-170 \text{ mm} < Y < 170 \text{ mm}$) では発光線強度が位置 Y に対して直線的に変化し、壁近傍 ($|Y| > 190 \text{ mm}$) では発光線強度が低くなる空間分布が両結果に見られ、解析モデルの高い実験再現性が確認された。

上記のような空間プロファイルの形成機構は次のように説明できる。各計測ポートの視野領域内における原子密度の平均値を図 4.19 に示した (●)。図 4.19 に示されるように、 H_{α} 線強度分布とは異なり、原子密度は長手方向の位置 Y に対して全領域で緩やかに直線的に変化する。発光線強度と原子密度の空間分布に違いが現れる原因は、図 4.16 に示したとおり、負イオン引き出し領域

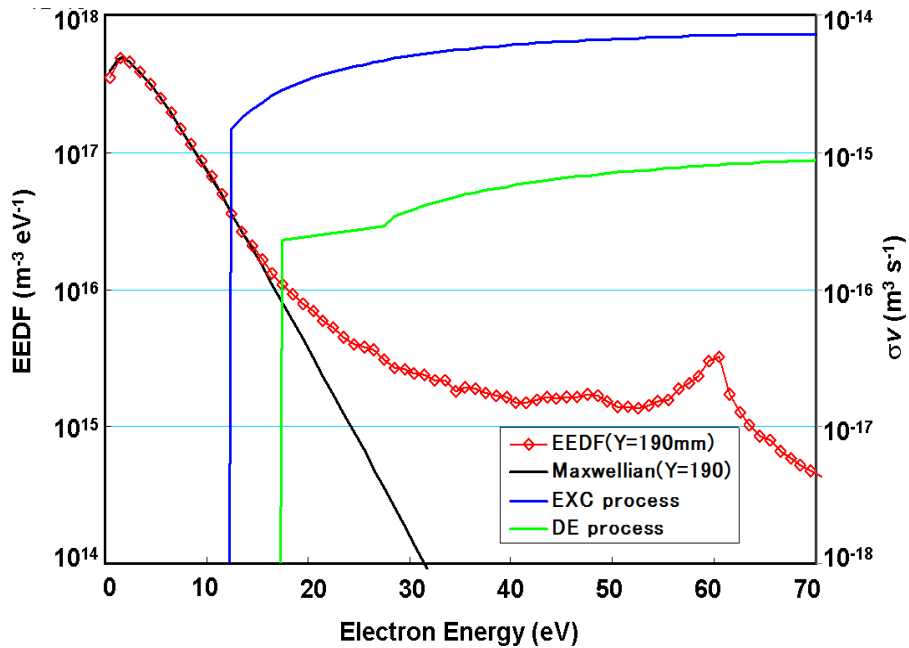


図 4.16 10A 負イオン源上部領域 ($Z = 90 \text{ mm}$, $Y = 190 \text{ mm}$) における非平衡 EEDF, 及び同 EEDF 熱電子成分が従う Maxwell 分布, $p = 3$ 準位の励起原子に対する基底原子からの励起 (EXC) 反応レート係数, 基底分子からの解離性励起 (DE) 反応レート係数 ([4.32] より引用).

($-170 \text{ mm} < Y < 170 \text{ mm}$) では上部領域において EEDF の非平衡成分が存在し, 基底原子の励起反応及び分子の解離性励起反応が促進される一方, $Y > 190 \text{ mm}$ の上壁付近では図 4.13 に示されるように高速電子の割合が低く, 非平衡成分による励起反応が起こりにくいことである.

4.8 第 4 章のまとめ

負イオン源内の負イオン生成機構を理解・予測するためには負イオン源内の原子密度分布を解析可能な数値モデルが必要とされてきた. これまでに原子輸送解析モデルは提案されてきたが, 定量的な実験再現性がなく, 信頼性のある解析結果が得られていないことが問題であった.

本章では第 2 章, 第 3 章にて得られた知見から, 定量的な実験再現性を得るためには EEDF の非平衡性・非一様性を取り入れ, また分子・原子の励起準位の影

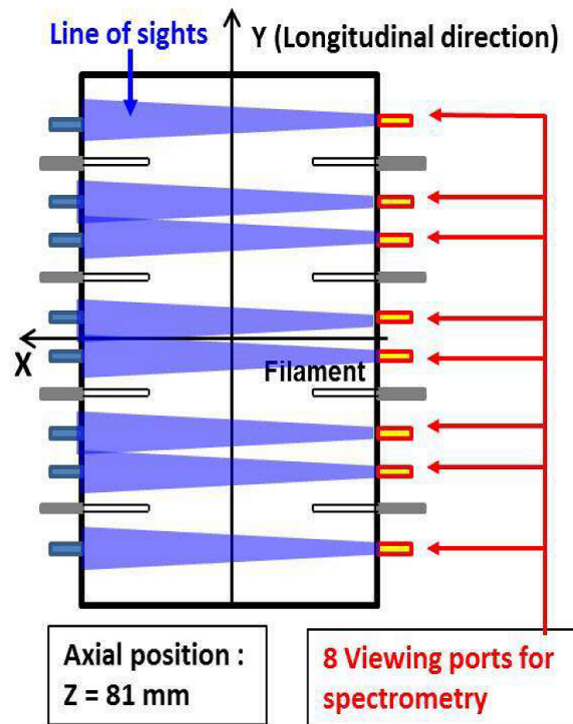


図 4.17 10A 負イオン源の分光計測系 .

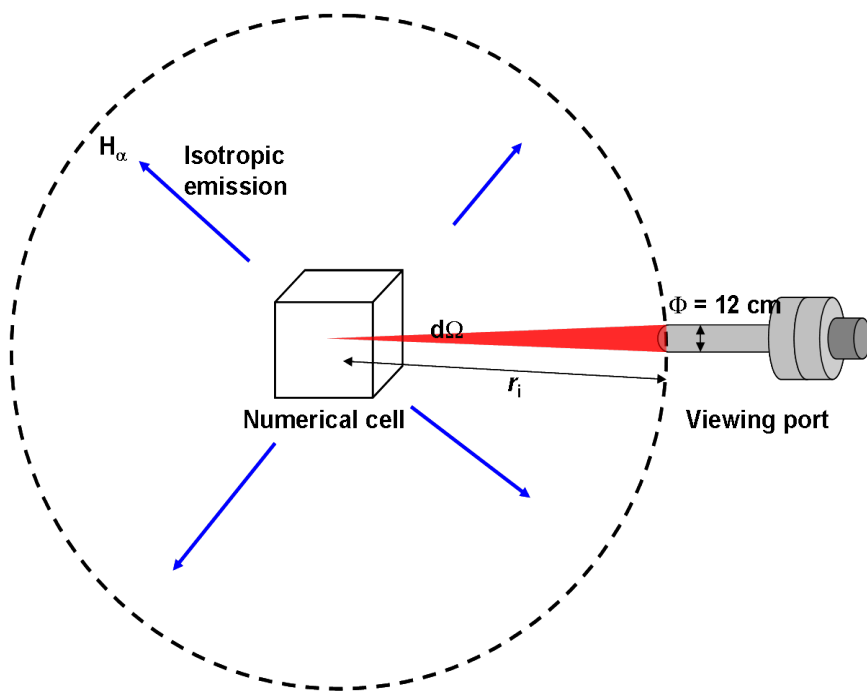


図 4.18 各計算セルから生じた H_{α} 発光線の内, 分光計測ポートに入射する立体各成分 $d\Omega$ の概念図 .

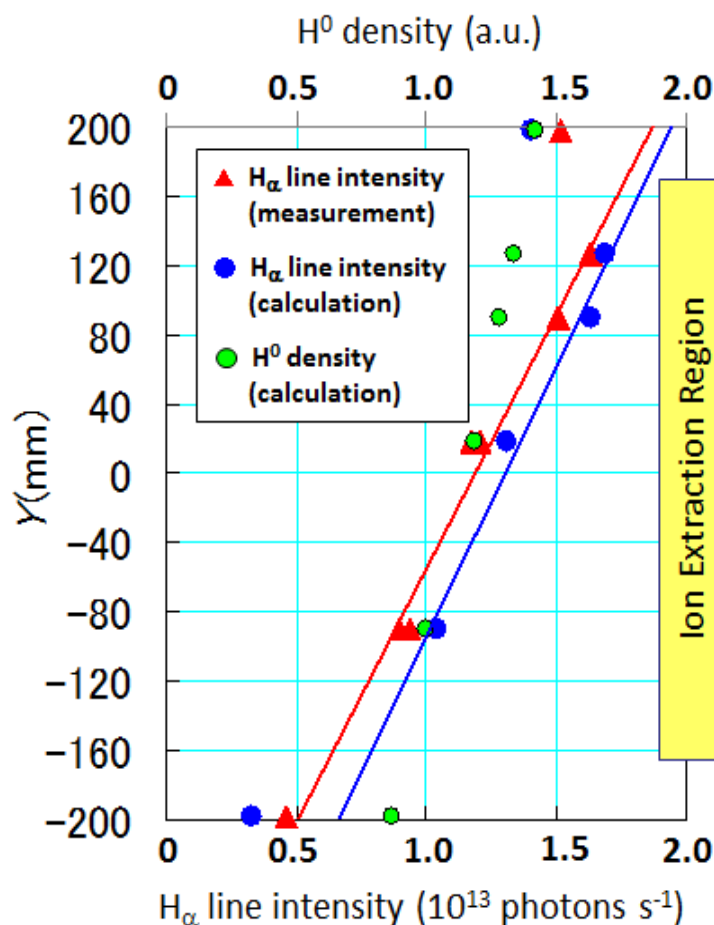


図 4.19 各計測ポートに入射する H_{α} 線強度分布の測定結果 (▲)・解析結果 (●) 及び各計測ポートの視野領域における平均原子密度解析結果 (●) ([4.32] より引用)。

響を考慮した原子輸送解析モデルを構築した。解析モデルの妥当性を検証するため、本研究では JAEA の 10A 負イオン源実機における分光計測を実施し、 H_{α} 線発光強度の長手方向分布を得た。一方、解析より負イオン源各位置における原子密度が計算され、それより分光計測ポートから測定され得る H_{α} 線強度分布を計算により求めた。

解析と測定から見積もられた H_{α} 線発光強度の視線方向での積分値は、共に $10^{13} \text{ photons s}^{-1}$ のオーダーを取り、また発光線強度の空間分布も良い一致を示した。これより、負イオン源プラズマ解析として初めて、定量的な実験・解析結果の比較が可能となった。

参考文献

- [4.1] D. B. Heifetz, *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, (Editors : D. E. Post, R. Behrisch, Springer-Verlag, 1986), Chap. "Neutral Particle Transport", pp. 695-771.
- [4.2] J. W. Connor, Plasma Phys. **19**, 853 (1977).
- [4.3] L. C. Johnson, Astrophys. J. **174**, 227 (1972).
- [4.4] C. F. Barnett, J. A. Ray, E. Ricci, M. I. Wilker, E. W. McDaniel, E. W. Thomas, H. B. Gilbody, *Atomic Data for Controlled Fusion Research*; Vol. I ORNL-5206 (1977); Vol. II ORNL-5207 (1980), (Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge); and *Atomic Data for Fusion*, ORNL Report No. ORNL-6086 (1990).
- [4.5] R. K. Janev and J. J. Smith, At. Plasma-Mater. Interact. Data Fusion **4**, 1 (1993).
- [4.6] B. M. Smirnov, *Asymptotic Methods in Theory of Atomic Collisions*, (Atomizdat, Moskow, 1973).
- [4.7] K. Nanbu, IEEE Trans. Plasma Sci. **28**, 971 (2000).
- [4.8] 保原充, 大宮司久明編, 「数値流体力学」, 東京大学出版会 (1992), Chap. 13.5, pp. 303-313.
- [4.9] K. Sawada and T. Fujimoto, J. Appl. Phys. **78**, 2913 (1995).
- [4.10] U. Fantz and D. Wunderlich, New Journal of Physics **8**, 301 (2006).
- [4.11] K. Sawada, private communication (2013).
- [4.12] W. T. Miles, R. Thompson, and A. E. S. Green, J. Appl. Phys. **43**, 678 (1972).
- [4.13] S. Chung and C. C. Lin, Phys. Rev. A **17**, 1874 (1978).
- [4.14] S. E. Branchett, J. Tennyson, and L. A. Morgan, J. Phys. B **23**, 4625 (1990).
- [4.15] 澤田圭司, 「水素原子・分子の衝突輻射モデルにもとづくトカマクプラズマの分光研究」, 京都大学大学院 学位論文 (1994).

- [4.16] H. A. Bethe, and E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, (Academic Press, New York, 1957).
- [4.17] D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. P. McWhirter, Proc. R. Soc. **267**, 297 (1962).
- [4.18] R. W. P. McWhirter, A. G. Hearn, Proc. Phys. Soc. **82**, 641 (1963).
- [4.19] T. Fujimoto, I. Sugiyama, K. Fukuda, Mem. Fac. Eng., Kyoto Univ. **34**: No.2, 249 (1972).
- [4.20] J. W. McGowan, M. A. Fineman, E. M. Clarke, and H. P. Hanson, Phys. Rev. **167**, 52 (1968).
- [4.21] L. C. Green, P. P. Rush, and C. D. Chandler, Astrophys. J. Supp. **3**, 37 (1957).
- [4.22] A. C. Allison and A. Dalgarno, Atomic Data **1**, 289 (1970).
- [4.23] M. Glass-Maujean, Atom. Data and Nucl. Data Table **30**, 273 (1984).
- [4.24] R. M. Imhof and F. H. Read, J. Phys. B **4**, 1603 (1971).
- [4.25] R. Celiberto, R. K. Janev, A. Laricchiuta, M. Capitelli, J. M. Wadehra and D. E. Atems, Atom. Data and Nucl. Data Tables **77**, 161 (2001).
- [4.26] T. Fujimoto, K. Sawada, and K. Takahata, J. Appl. Phys. **66**, 2315 (1989).
- [4.27] K. Sawada, K. Eriguchi, and T. Fujimoto, J. Appl. Phys. **73**, 8122 (1993).
- [4.28] T. Yamamoto, T. Shibata, M. Kashiwagi, A. Hatayama, K. Sawada and M. Hanada, Rev. Sci. Instrum. **85**, 02B125 (2014).
- [4.29] T. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. **47**, 273 (1979).
- [4.30] R. A. Langley, J. Bohdansky, W. Eckstein, P. Mioduszewski, J. Roth, E. Taglauer, E. W. Thomas, H. Verbeek, and K. L. Wilson, Nucl. Fusion, special issue on Data Compendium for Plasma-Surface Interactions, (IAEA, Vienna, 1984), p.12.
- [4.31] R. Behrisch and W. Eckstein, *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, (NATO Advanced studies Institute, Series B: Physics Plenum, New York, 1986), Vol. **131**, p.413.
- [4.32] T. Shibata, M. Kashiwagi, A. Hatayama, T. Inoue and M. Hanada, Plasma Fusion Res. **9**, 1401011 (2014).
- [4.33] T. Shibata, R. Terasaki, M. Kashiwagi, T. Inoue, M. Dairaku, M. Taniguchi, H. Tobar, N. Umeda, K. Watanabe, K. Sakamoto, and A. Hatayama, AIP Conf. Proc. **1515**, 177 (2013).

第 5 章

結論

本章では，負イオン非一様性発現機構の解明，及び非一様性を予測可能な数値モデル開発に関して得られた本研究の成果をまとめる．

核融合プラズマ加熱用負イオン源では装置大型化に伴い，負イオンビームの空間的非一様性が問題とされた．非一様性改善に向けたこれまでの数値モデリングでは，実験再現性を有する解析結果は得られず，負イオン非一様性の空間分布を決定する物理機構は十分に理解されていなかった．この原因として，負イオン源内の電子エネルギー分布関数 (EEDF) が示す強い非平衡性の影響が従来考慮されてこなかったことが指摘された．上記を踏まえ，本研究では EEDF の強い非平衡性に着目した数値モデリングにより，負イオン非一様性の発現機構解明を明らかにすると共に，イオン源の装置設計に対し，非一様性を予測可能な数値モデルの開発を主目的とした．目的達成のため，負イオン源内の電子輸送解析及び原子生成・輸送解析を統合したモデリングを行い，負イオンの親粒子である原子の空間分布を明らかにし，実験との直接比較から数値モデルによる実験再現性を検証した．

第 1 章では，核融合実験炉と NBI 装置，負イオン源の開発の現状を説明した．また，負イオン非一様性改善に向けた数値モデリングの先行研究を紹介し，その問題点と本研究の目的，意義を述べた．

第 2 章では，負イオン源内の非平衡 EEDF を得るための電子輸送解析とその改善モデルについて説明した．これまでの電子輸送解析では，定量的な実験結果の再現性は得られていなかった．また，非一様性が現れる方向に対し，EEDF の空間分布を解析可能なモデリングは行われていなかった．本研究では，負イオン源内の複雑な磁場配位中における電子間クーロン衝突の計算分解能を向上させる

ことにより、負イオン源実機のプロープ計測結果を定量的に再現し、高精度な非平衡 EEDF 解析が可能となった。上記の解析結果から負イオン源ドライバー領域 ($Z = 80 - 140 \text{ mm}$) の EEDF は、上部 ($Y > 170 \text{ mm}$) とフィラメント近傍 ($|X| > 90 \text{ mm}$) 領域でのみ非平衡成分を持ち、他の領域では EEDF が Maxwell 分布に緩和する平衡成分のみによって構成されることが示された。また解析から、上記の EEDF 空間分布の形成機構として、アーク放電用フィラメントから生成された高速電子が磁気ドリフトによって衝突過程をほとんど経ることなく上部領域へ輸送された後、同領域で電子・原子・分子間衝突による熱緩和が生じることが明らかにされた。

第 3 章では、電子輸送解析から得られた非平衡 EEDF、及び先行研究で見られた平衡 Maxwell 分布に仮定された EEDF を水素原子 (H^0) の生成レート計算に適用した結果について議論した。2 つの解析結果の比較から、 H^0 生成レートに対し、EEDF の平衡成分と非平衡成分が同程度寄与する一方、非平衡成分はチャンバー上部にしか現れないために、 H^0 生成分布の空間プロファイルが EEDF の非平衡成分により大きく影響を受けることが明らかになった。さらに、分光計測を行った結果得られた H_α 線発光強度分布と、非平衡 EEDF から計算された H^0 生成分布の比較から、両者に強い相関がある結果が得られ、非平衡 EEDF が原子生成の空間分布を支配的に決定することが示された。

第 4 章では、非平衡 EEDF の影響を考慮した水素原子輸送解析とその結果について議論した。同解析モデルは、非平衡 EEDF の影響を含めることが可能な分子・原子の衝突輻射 (CR) モデル、及び原子輸送解析モデルの三部から成り立ち、基底・励起分子の解離による正味の原子生成レート、基底・励起原子の電離による消滅レート、輸送による壁表面の反射過程を同時に扱うことが可能になった。解析結果から、EEDF の非平衡成分によって原子生成レートが強い空間的非一様性を示すために、原子の輸送・消滅過程による非一様性緩和効果を考慮した場合でも原子密度分布に非一様性が残ることが示された。また、原子密度から得られる負イオン源内の H_α 線発光強度分布の解析結果を分光計測結果と比較したところ、両結果において発光線強度が共に $10^{13} \text{ photons s}^{-1}$ のオーダーを示し、空間分布についても同様の傾向が得られた。上記の結果から、定量的な実験比較が可能な、初めての負イオン源プラズマ解析モデルが確立した。

今後の課題としては、さらなる定量的比較を可能とするため、以下の項目につ

いての改善が考えられる。

1. 電子輸送解析では、表 2.2 に示した背景粒子の温度・密度を一様であると仮定して EEDF が計算された。表に与えられる値は、先行研究におけるモデリング・測定結果から見積もられた負イオン源内の特徴的な値であるものの、理想的には、第 4 章で計算された水素原子密度分布と結合され、非平衡 EEDF と原子密度分布を自己矛盾なく計算可能にする必要がある。
2. 本研究で考慮された各反応過程に対する反応断面積データの多くは、いくつかの実験データと理論解析から予測されるフィッティング式に基づいている。しかし、一部の反応断面積に関しては、実験データが乏しいものが含まれており、その結果として得られる原子生成レート、原子密度、発光線強度分布に数倍程度の誤差が生じる可能性がある。そのため、本論文で参考にした断面積データの他にも公開されるデータから、各反応断面積に対する計算結果の感度を調べ、適切なエラーバーを以て、負イオン源設計のためのプラズマ解析と実験比較を行う必要がある。
3. 原子輸送解析で考慮される壁表面における原子の反射係数は、フィラメントから蒸発したタングステンが壁表面を完全に覆うと仮定し、Langley らの計算式を適用して計算される。しかし、実際の負イオン源ではタングステンによる金属表面の被覆率は 1 ではない。また表面生成型負イオン源では、内部に存在するセシウム原子の蒸着も考えられる。上記の影響を理解し、適切な壁表面における原子の反射係数を選択するために、各表面状態に対する計算結果の依存性を体系的に調べる必要がある。

本研究におけるプラズマ解析モデルは、以下の研究機関・大学からの要請で、これらの負イオン源設計、放電試験におけるプラズマ解析に適用される予定である；

1. 日本原子力研究開発機構 (JAEA) の核融合実験炉 JT-60SA におけるプラズマ加熱用負イオン源に対し、非一様性改善に向けたプラズマ分布の予測、及び装置設計改善案の提案 (共同研究：平成 25 年度-平成 27 年度)。
2. 欧州原子核研究機構 (CERN) の前段加速器 (Linac4 負イオン源) 内の発光強度分布解析 (平成 25 年度～)。
3. 仏・グルノーブル大学の Camembert III 負イオン源内の EEDF 生成機構理解に向けた電子輸送解析。

謝辞

本研究を遂行するに当たり，慶應義塾大学大学院 理工学研究科 基礎理工学専攻 畑山明聖教授には，終始ご指導・ご鞭撻を頂きました．畑山教授には，修士・後期博士課程の5年間を通じ，核融合周辺プラズマおよび負イオン源プラズマの基礎理論を教えて頂きました．また，学術論文の書き方や研究業績書など大学院在学中に必要な書類の作成の仕方についても，丁寧にご指導頂きました．畑山教授の御助力無くして，本論文の執筆には至らなかったと確信しております．改めて，心から御礼を申し上げます．

また，本論文を書き上げる上で，慶應義塾大学大学院 理工学研究科 基礎理工学専攻 佐々田博之教授，横井康平准教授，および同大学院 同研究科 総合デザイン工学専攻 中野誠彦准教授に，大変有益な御意見，御助力を数多く頂きました．佐々田教授には，約2か月の間，論文修正のための打ち合わせにお時間を割いて頂き，大変助けられました．ここに，深く感謝の意を申し上げます．

独立行政法人 日本原子力研究開発機構 井上多加志博士，柏木美恵子博士他，NB 加熱開発グループの方々には，本研究で遂行した負イオン源の計測試験の機会を頂き，また実験手法のご指導を一から教えて頂きました．また特別研究性として受け入れて頂いた2年間では，発表資料の作り方から，研究者としての心構え，研究の楽しさを学ばせて頂き，充実した研究生活を過ごすことができました．ここに，深く感謝の意を申し上げます．また，負イオン源の計測試験に際して，実験準備および実験装置の運転・操作を引き受けて下さった，阿部弘之氏，関正男氏を初めとする原子力エンジニアリング株式会社の方々の御助力無しには，本研究を遂行することはできませんでした．ここに，改めて御礼申し上げます．

本研究で用いた衝突輻射モデルを構築する上では，信州大学 理工学部 澤田圭司教授の論文を参考にさせて頂き，また沢山の貴重な御意見も直接頂きました．負イオン源内の原子・分子過程に関する扱いについては，澤田教授，および独・Max-Planck プラズマ物理研究所 Ursel Fantz 教授に貴重な御意見を頂きました．ここに，深く御礼申し上げます．

欧州原子核機構 (CERN) Linac4 グループ Jacques Lettry 博士，Stefano

Mattei 氏には，Linac4 負イオン源実機の放電実験に参加する機会を頂き，貴重な経験を得させて頂きました．分光計測試験に当たり，実験手法についても詳細なご指導，有用な情報を頂きました．また，慶應大・CERN 間の TV 会議を介して，負イオン源プラズマの形成機構について多くの知見を得ることができました．改めて，感謝の意を申し上げます．

畑山研究室で日々切磋琢磨した学生の方々にも，多くの面でお世話になりました．慶應義塾大学大学院 理工学研究科 博士課程 本間裕貴氏には，研究生活，博士課程学生としての心がけについて広く御教授頂きました．同大学院 同研究科 修士課程 藤野郁郎氏（現 富士ゼロックス株式会社），寺崎良氏，古賀章二郎氏（現 日揮株式会社），山本尚史氏には，本研究の基盤である数値計算モデルの開発に御助力頂きました．また修士課程 太田雅俊氏，澤田悠氏，古田哲朗氏，安元雅俊氏，西岡宗氏，西田健治朗氏，矢本昌平氏とは，日々の研究生活において進捗報告や情報交換を介し，プラズマ物理の理解を深めることができました．研究室の方々の御支援が無ければ，充実した研究生活を送ることはできなかったと思います．改めて，感謝致します．

慶應義塾大学 理工学部 物理学科 齋藤幸夫教授には，大学在学中に指導教員として，金属結晶の表面物理について基礎理論を御教授頂きました．齋藤教授には，論文の読み方・書き方を一から教えて頂き，また研究室在籍中に fortran を用いたプログラミング技術を鍛えて頂きました．この経験が活き，本研究の数値モデル開発ができたと確信しております．改めて，深く御礼申し上げます．

そして，27 歳まで，不自由なく学生生活を続けさせてくれた両親・祖父母に，心より感謝の意を申し上げます．

最後に，本論文に目を通して下さった全ての方に深く感謝致します．本研究によって得られた知見が，核融合炉発電の実現，および負イオン源の性能改善に関連する全ての研究に役立つことを，心より願っております．

平成 26 年 2 月

柴田 崇統

発表論文

1 . 主論文に関連する原著論文

- 1-1 T. Shibata, M. Kashiwagi, T. Inoue, A. Hatayama, and M. Hanada, "Numerical Study of Atomic Production Rate in Hydrogen Negative Ion Source with the Effect of Non-equilibrium Electron Energy Distribution Function", Journal of Applied Physics **114**, 143301 (2013).

- 1-2 T. Shibata, M. Kashiwagi, A. Hatayama, K. Sawada, T. Inoue, and M. Hanada, "Numerical Study of the H^0 Atomic Density and the Balmer Line Intensity Profiles in a Hydrogen Negative Ion Source with the Effect of Non-equilibrium Electron Energy Distribution Function", Plasma Fusion Research **9**, 1401011 (2014).

- 1-3 T. Shibata, S. Koga, R. Terasaki, T. Inoue, M. Dairaku, M. Kashiwagi, M. Taniguchi, H. Tobari, K. Tsuchida, N. Umeda, K. Watanabe, and A. Hatayama, "Effect of non-uniform electron energy distribution function on large arc driven negative ion sources", Review of Scientific Instruments **83**, 02A719 (2012).

- 1-4 S. Koga, T. Shibata, R. Terasaki, N. Kameyama, A. Hatayama, M. Bacal, and K. Tsumori, "Analysis of H atoms in a negative ion source plasma with the non-equilibrium electron energy distribution function", Review of Scientific Instruments **83**, 02A717 (2012).

2 . 国際会議発表

- 2-1 T. Shibata, R. Terasaki, M. Kashiwagi, T. Inoue, M. Dairaku, M. Taniguchi, H. Tobari, N. Umeda, K. Watanabe, K. Sakamoto, and A. Hatayama, "Analysis of electron temperature distribution by kinetic modeling of electron energy distribution function in JAEA 10 Ampere negative ion source" (Oral Presentation), *3rd International Symposium on Negative Ions, Beams and Sources*, 3 – 7 September 2012, Jyväskylä Finland.
- 2-2 T. Shibata, S. Koga, R. Terasaki, T. Inoue, M. Dairaku, M. Kashiwagi, M. Taniguchi, H. Tobari, K. Tsuchida, N. Umeda, K. Watanabe, and A. Hatayama, "Effect of non-uniform electron energy distribution function on large arc driven negative ion sources" (Poster Presentation), *14th International Conference on Ion Sources*, 12 – 16 September 2011, Giardini Naxos, Italy.
- 2-3 R. Terasaki, A. Hatayama, T. Shibata, and T. Inoue, "3D Monte Carlo Modeling of the EEDF in Negative Hydrogen Ion Sources" (Oral Presentation), *2nd International Symposium on Negative Ions, Beams and Sources*, 11 – 16 November 2010, Takayama, Japan.

他 5 件

3 . 国内学会発表

- 3-1 柴田崇統，畑山明聖，寺崎良，柏木美恵子，井上多加志，谷口正樹，戸張博之，梅田尚孝，渡邊和弘，西田健治朗，山本尚史，「10 アンペア負イオン源内の水素原子生成分布解析」(口頭発表)，平成 24 年度 負イオン研究会，(核融合科学研究所，岐阜県土岐市，2012 年 12 月 6 – 7 日)。
- 3-2 柴田崇統，井上多加志，畑山明聖，「大型負イオン源内のプラズマ生成に対する EEDF 非一様性の影響」(口頭発表)，平成 23 年度 負イオン研究会，(核融合科学研究所，岐阜県土岐市，2011 年 11 月 8 – 9 日)。

他 4 件

4 . その他の論文

4-1 T. Shibata, R. Terasaki, M. Kashiwagi, T. Inoue, M. Dairaku, M. Taniguchi, H. Tobari, N. Umeda, K. Watanabe, K. Sakamoto, and A. Hatayama, "Analysis of electron temperature distribution by kinetic modeling of electron energy distribution function in JAEA 10 Ampere negative ion source", AIP Conference Proceedings **1515**, 177 (2013).

4-2 T. Shibata, J. Inamori, and A. Hatayama, "Modeling of plasma and neutral interaction during ELM burst", Journal of Nuclear Materials **415**, S873–S876 (2011).

他 1 件