



講座 レーザー生成プラズマの新しい温度、密度領域における物性とシミュレーション

6. 磁場閉じ込め核融合におけるペレット溶発の物理と応用

6. Elementary Press and Applications of Pellet Ablation in Magnetically Confined High Temperature Plasma

坂本 隆一, 後藤 基志

SAKAMOTO Ryuichi and GOTO Motoshi

核融合科学研究所

(原稿受付: 2013年6月21日)

磁場閉じ込め核融合炉における燃料供給手段として考えられている固体水素ペレット入射法の粒子供給特性を支配する二つの素過程, すなわち『固体水素の溶発過程』と『溶発プラズモイドの均質化過程』について紹介する. 高温プラズマ中で溶発する固体水素ペレットは, 電子やイオンといった粒子が運ぶ熱流束によって溶発され, 溶発後形成される高密度プラズモイドは閉じ込め磁場の影響を受けながら背景プラズマへ均質化していくことから, レーザー照射によるプラズマ生成過程とは大きく異なる側面を持つ. 固体水素ペレット入射による粒子供給素過程の物理について解説するとともに, 溶発過程の観測手法(プラズマの分光計測)や固体水素ペレットの入射技術も紹介する.

Keywords:

fusion reactor, fueling, solid hydrogen pellet injection, ablation

6.1 磁場閉じ込め核融合装置における粒子供給

磁場閉じ込め核融合炉では, 電荷を帯びた核融合生成物, すなわち, アルファ粒子(ヘリウム)がもつエネルギーでプラズマを加熱する状態(自己燃焼状態)の定常維持を行い, 外部からのプラズマ加熱は必要なくなる(もしくは, かなり小さな割合となる). 一方で, 燃料となる水素同位体(重水素および三重水素)は, 核融合反応に伴ってヘリウムと中性子に変換されていくため, 燃焼領域(コア部)への継続的な水素同位体の供給が燃焼プラズマを維持するための重要な制御手段となっている. また, 核融合反応生成物であるヘリウムがプラズマ中に蓄積すると, 燃料希釈によって核融合反応率を低下させ, 燃焼プラズマの維持に支障を来すために, 燃料供給に加えてヘリウムの速やかな除去も重要な課題である. しかしながら, 既存のプラズマ装置における『燃焼を伴わない』高温プラズマ実験では, 燃料減少とヘリウム除去の問題が生じないことに加えて, プラズマサイズが小さく, 密度も低いために, 中性粒子(ガスパフやリサイクリング)による粒子供給が有効に働くことから, 粒子供給やヘリウム除去に関わる課題が燃焼プラズマにおいて本質的に重要であるにもかかわらず, 未だその重要性は十分に認識されていない.

核融合炉における燃焼率(供給粒子数に対する核融合反応する粒子数の割合)は数%程度[1, 2]と想定されており, 燃焼する粒子数の数10倍から100倍程度の粒子数($\sim 10^{23}$ atoms)を供給する必要がある. そもそも, 粒子の供給はプラズマ外部から行う必要があるが, プラズマ密度が低い周

辺部から, より密度が高いコア部へ燃料を供給しなければならないため, 拡散的描像ではコア部へ粒子を供給することができない. この核融合炉における粒子供給の問題を解決するためには, 内向きの対流などによる粒子輸送の補償が必要となる. その一方で, 内向きの対流はヘリウム除去と相反するばかりでなく, プラズマ壁相互作用によってプラズマ周辺部で発生する不純物のプラズマコア部への蓄積などを引き起こす. この相反する要求を緩和させるためには, コア部への直接粒子供給が最も有効である. 高温プラズマへの直接粒子供給法の候補として, 中性粒子ビーム入射(NBI)や固体水素ペレット入射を用いた粒子供給が挙げられる. NBIは加熱装置であると同時に, コア部へ粒子を供給するために高温プラズマへの粒子供給法としては非常に有効であり, これまでの高温プラズマ実験の進展に大きく寄与してきた. しかしながら, 核融合炉への粒子供給を想定すると核融合出力よりも大きな入射電力が必要となるため, 炉では粒子供給手段として使用することはできない. 固体水素ペレット入射法は, 1 km/s 程度に加速した固体水素の粒をプラズマ中へ入射させる粒子供給法であり, 高温プラズマに曝されて溶発しながら飛翔して粒子をプラズマへ供給する. 現時点では, ペレット入射法は核融合炉への粒子供給を想定できる唯一の粒子供給法と考えられている. 核融合炉における粒子供給特性を理解するためには, 高温プラズマに曝される固体水素の溶発素過程の理解が重要であり, 1970年代から理論・実験の両面から研究が続けられてきている[3, 4]. 本章では, 固体水素ペレット

National Institute for Fusion Science Toki, GIFU 509-5292, Japan

Corresponding author's e-mail: sakamoto@LHD.nifs.ac.jp

入射による粒子供給の素過程について解説する。

6.2 固体水素ペレットによる高温プラズマへの粒子供給素過程

固体水素ペレット入射による粒子供給は『固体水素の溶発過程』と『溶発プラズモイドの均質化過程』の二つの素過程により記述される。ペレット粒子供給研究の初期においては、固体水素の溶発過程を明らかにすることによって、粒子供給特性の理解が試みられてきた。しかしながら、ペレットの溶発位置と実効的な粒子供給分布が必ずしも一致しない実験結果が示され、粒子供給特性を理解するためには、固体水素ペレットが何処で溶発したかだけではなく、溶発した粒子によってペレット周囲に形成される高密度のプラズマ塊（プラズモイド）が背景プラズマへ均質化していく過程も考慮することが重要であることが明らかとなった。ここでは、高温プラズマへの固体水素ペレット粒子供給特性を記述する二つの素過程を説明する理論モデルの概要とその実験的検証を紹介する。

6.2.1 ペレット溶発

高温プラズマ中に入射された固体水素ペレットはプラズマからの入熱を受けて溶発するが、プラズマからの入熱量と固体水素の昇華エネルギーから推定される寿命（マイクロ秒）よりもはるかに長い寿命（ミリ秒）を持つ。そのため、高温プラズマ中に高速で入射されたペレットは、溶発しながらプラズマ中へ深く（数10 cmから1 m）侵入し、コアプラズマへ粒子を供給することが可能である。固体水素ペレットが高温プラズマ中でも比較的長い寿命を持つことは、ペレットが溶発してペレット周囲に広がる溶発雲（中性ガス）が、プラズマからの熱流束を遮蔽していると考えることによって、説明することが可能である。溶発雲によってプラズマからの熱流束が遮蔽され、固体水素ペレットの溶発が抑制される点は、エネルギーを担うものが粒子（電子やイオン）であることに起因している。

ペレット溶発を記述するモデルは、1970年代後半に P.B. Parks[5]らや S.L. Mirola[6]らによって構築され、中性ガス雲遮蔽モデル（Neutral Gas Shielding; NGS モデル）と呼ばれている。簡略化を大胆に行っているにも関わらず、様々な装置におけるペレット入射実験の結果を大まかに説明できることから、その後、様々な現実的な影響を考慮した詳細なモデルが提唱されたにも関わらず、最も広く受け入れられている。P.B. Parksらのモデルと S.L. Mirolaらのモデルは解法に差異があるものの、取り扱っている溶発物理の描像はほとんど同様である。すなわち、プラズマからの熱流束を受けてペレットが溶発し、ペレットの周囲に中性の溶発雲が等方的に広がる。プラズマからの熱流束は溶発雲で遮蔽され、大部分の入熱は溶発雲を加熱することに費やされるため、固体水素ペレット表面に到達する熱流速の割合は無視できるほど小さく、溶発現象は熱流束の遮蔽に最低限必要な粒子量が固体水素ペレットの溶発率になるように自己調整されている。このことを利用して NGS モデルでは、プラズマからの熱流束を遮蔽するために必要な溶発雲を形成するために必要な粒子量として溶発率を求めてお

り、固体から気体への相変化に伴う複雑な現象を直接考慮することなく溶発率を求めている。

入射粒子の質量、温度、密度を m , T , n とすると、プラズマからのエネルギー束は $n\sqrt{T^3/m}$ に比例するので、イオンと電子の温度が等しい水素プラズマを想定すると、イオンと電子が担うエネルギー束の比は $q_e/q_i \sim \sqrt{m_i/m_e} \sim 42$ となり、ペレットに流入するエネルギー束は電子が支配的である。ただし、添字の e と i はイオンと電子を表す。さらに、中性ガス中におけるイオンの損失関数は電子のそれに比べると大きいので、イオンのエネルギーは中性ガス中では電子に比べて急激に減衰し、ペレット表面まで到達できない。したがって、電子の熱流束のみが溶発に寄与すると仮定している（図1）。さらに簡単のため、マックスウェル分布している熱化プラズマの電子のエネルギー分布を、 $E_e = 2T_e$ の単色エネルギーで近似している。溶発した水素原子は溶発雲（中性ガス）としてペレット周囲に広がるが、中性ガスであることから磁場の影響を受けず、ペレットを中心とした同心球状に広がると仮定し、現象は半径方向の1次元の関数で記述している。また、ペレットの移動に伴う背景プラズマの変化の時間スケール（ $>10^{-6}$ s）に比べて溶発雲が形成される時間スケール（ $\sim 10^{-7}$ s）は十分に速いことから、溶発現象は準定常近似が成り立っている。このような仮定のもと、溶発雲の動態は質量保存、運動量保存、エネルギー保存の式および理想気体の状態方程式は次式で表される。

$$\rho v r^2 = \frac{G}{4\pi}, \quad (1)$$

$$\rho v \frac{dv}{dr} + \frac{dp}{dr} = 0, \quad (2)$$

$$\rho v \frac{d}{dr} \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{kT}{m} + \frac{v^2}{2} \right) = Q \frac{dq_e}{dr}, \quad (3)$$

$$p = \frac{\rho}{m} kT. \quad (4)$$

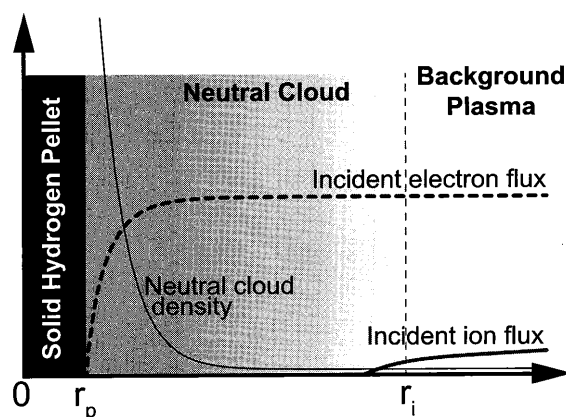


図1 固体水素ペレットの周囲に球状（等方的）に広がる中性溶発雲内の中性ガス密度分布とイオン・電子熱流束分布。 r_p と r_i はそれぞれ、ペレット半径と、中性溶発雲のイオン化半径を示す。プラズマから流入するイオン熱流束は中性遮蔽雲で遮蔽され、固体水素表面まで到達しないため、中性ガス遮蔽モデルでは、電子の熱流速による固体水素の溶発のみを考慮している。

ここで、 m は溶発粒子の平均質量、 v は溶発雲の流速、 p は溶発雲の圧力、 T は溶発雲の温度、 γ は比熱比、 G は溶発率、 Q は電子のエネルギー損失 (dq_e/dr) が溶発雲の加熱に用いられる割合である。溶発雲への入射電子は、電離や励起といった非弾性過程によってエネルギーを失うと同時に弾性散乱を受け、溶発雲を膨張させる加熱源となる。このとき、電子のエネルギー損失関数を $L(E)$ 、後方散乱と小角散乱を考慮した実効後方散乱断面積を $\hat{\sigma}_T(E)$ とすると、入射電子の溶発雲中でのエネルギー減衰は次式で表される。

$$\frac{dq_e}{dr} = \frac{\rho}{m} q_e \left(\hat{\sigma}_T(E) + 2 \frac{L(E)}{E} \right), \quad (5)$$

上記の方程式 (1) - (5) が溶発雲の動態を表す方程式系となる。P.B.Parksらは、固体水素の昇華エネルギーはプラズマからの熱流束に比べて十分小さいことから、固体水素表面における熱流束と温度が $q_e(r_p) = 0$ 、 $T(r_p) = 0$ になる境界条件の下で上式を解き、固体水素ペレット半径の縮小速度が下式でスケールできることを示した。

$$\frac{dr_p}{dt} = 6.64 \times 10^{-4} T_e^{1.64} n_e^{\frac{1}{3}} r_p^{-\frac{2}{3}}, \quad (6)$$

ここで、 T_e [keV]、 n_e [m^{-3}] はプラズマの温度、密度、 r_p [mm] は球状ペレットの半径である。このモデルは大胆な単純化を行っているにもかかわらず、多くの装置における実験結果を大まかに説明できることが知られている [7, 8]。

現実的な条件を考慮したモデルを構築する多くの試みがなされてきた (詳細はレビュー論文 [4] を参照)。例えば、(1) 電子の熱流束にマクスウェル分布を考慮、(2) 磁場に沿って入射する電子の熱流束を考慮、(3) 溶発雲の電離に伴う高密度プラズモイドの形成とそれが磁力線に沿って広がることを考慮、などの多くのモデルが提唱されてきた。モデルで考慮している仮定によって、推定される溶発雲 (モデルによっては、溶発雲が電離して生じる溶発プラズモイドも考慮している) の特性は大きく異なるにもかかわらず固体水素の溶発率はモデルにあまり依存せず、大胆に単純化した初期のNGSモデルと同程度であり、必ずしもより詳細な物理モデルを考慮することによって、実験結果を再現できるとはいえない。このことは、固体水素の昇華エネルギーが小さいために、電子の熱流束の遮蔽に必要な溶発雲が常に維持されるように自己調整されていることに起因している。

一方で、極端な条件下、例えば、加熱 (中性粒子ビーム加熱や波動加熱) に起因する高エネルギー粒子が存在する場合は、溶発雲による高エネルギー粒子の遮蔽が十分でなく、固体水素ペレットの溶発がNGSモデルによる予測よりも促進される結果が得られており [9-12]、高エネルギー粒子による溶発を考慮した溶発モデルが提案され [10, 13, 14]、その妥当性が実験結果によって検証されている。

6.2.2 ペレット溶発プラズモイドの均質化過程

ペレットが溶発してペレット周囲に形成される中性の溶発雲は、プラズマからの熱流束によってさらに加熱され、

高密度の溶発プラズモイドを形成する。溶発プラズモイドは電離しているため磁力線に沿って広がり、背景プラズマへと均質化することによって粒子供給を行う。したがって、ペレットが溶発した磁気面上にペレット粒子が蓄積し、ペレット入射前後の密度分布の差から求められる実効的なペレット粒子供給分布はペレット溶発分布と一致することが期待される。しかしながら、高加熱入力した高温プラズマでは、溶発発光計測によるペレット溶発位置はNGSモデルによる予測で説明できるにも関わらず、実効粒子供給分布が浅くなり、粒子供給効率が低下することが実験的に明らかになっている [11, 15, 16]。この現象は、ペレットが溶発して形成される高密度の溶発プラズモイドが即座に低磁場側 (大半径外向き) へドリフトし、ペレット溶発位置から粒子が吐き出されているという作業仮説の下、ASDEX-Upgradeにおいて高磁場側 (トーラス内側) からペレットを入射する実験が行われ、溶発プラズモイドが大半径外側に移動することによって、コア部へ粒子が供給されることが示された [17]。その後、多くのトカマク装置において、高磁場側からのペレット入射実験が行われ、溶発プラズモイドの低磁場側 (大半径外向き) へのドリフト輸送が検証されている [18-22] (詳細はレビュー論文 [4] を参照)。このような溶発プラズモイドのドリフト挙動を説明する物理機構として、 ∇B ドリフトモデル (図2) が最も受け入れられている [23]。溶発プラズモイドの圧力を p_0 、背景プラズマの圧力を p_∞ とすると、トーラス効果による ∇B ドリフトによって、溶発プラズモイド内で電子とイオンは上下反対方向に動き (荷電分離)、垂直電流 $j_{VB} = 2(p_\infty - p_0)/RB$ が生じる。開回路条件下では電流 j_{VB} はイオン分極電流 $j_{pol} = (n_0 m_i / B^2) dE/dt$ によってキャンセルされる。但し、 m_i はイオン質量、 E は j_{VB} によって生じる電場。このため、溶発プラズモイドはドリフト速度 $dv_d/dt = (dE/dt \times B)/B^2 = 2(p_\infty - p_0)/Rn_0 m_i$ で加速される。このモデルでは、溶発プラズモイドが磁力線に沿ってトーラス方向に広がると同時に低磁場側にドリフトするこ

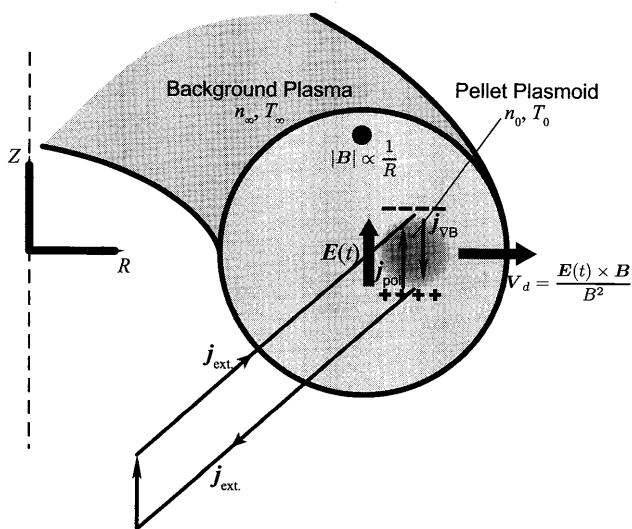


図2 トーラスプラズマ中に形成された溶発プラズモイドのドリフト輸送機構の模式図。

とによって背景プラズマに均質化していき、 $p_{\infty} = p_0$ になるまで加速を受けることになるが、より正確にプラズモイドの均質化過程を記述するためには、プラズモイド加速の減衰を考慮する必要がある。プラズモイドがトーラス方向に広がると、閉じ込め磁場の回転変換によってプラズモイド内の電場と荷電分離の方向が変化し、プラズモイド内には荷電分離を補償する電流が流れ、電場を小さくすることに寄与し、プラズモイドの減衰に寄与する[24, 25]。さらに、荷電分離した溶発プラズモイドの正と負に帯電した部分に接続する磁力線がオーバーラップすることによって、プラズモイド外の磁力線に沿って流れる抵抗性電流による荷電分離の補償の重要性も指摘されている[26-28]。外部電流を考慮すると、垂直電流 j_{VB} は分極電流 j_p と外部電流 $j_{ext.} = \sigma E$ の和でキャンセルされるので、溶発プラズモイドのドリフト速度 v_d は

$$\frac{dv_d}{dt} = A \frac{2(n_0 T_0 - n_{\infty} T_{\infty})}{R n_0 m_0} - \frac{\sigma B^2}{m_0 n_0} v_d \quad (7)$$

で表される。ここで、右辺第1項(プラズモイドの加速項)乗じてある $A < 1$ は内部電流による減衰、右辺第2項 $\sigma B^2 v_d / (m_0 n_0)$ は外部電流による減衰を表す。この外部電流は、磁力線の接続長が短くなる低次の有利面において大きなプラズモイドの減衰を引き起こす原因となり、実験によってもモデルの妥当性が検証されている[28, 29]。なお、トカマク装置では外部電流によるプラズモイド減衰が支配的であるが、ヘリカル装置では磁場構造の3次元性に起因して内部電流の影響が相対的に支配的になることが示されている[30]。

6.3 ペレット粒子供給素過程の分光診断

水素ペレット溶発雲は非常に強い光を放出する。この光の強度、特にバルマー α 線強度が水素原子の電離レートに比例するとみなし、その時間変化からプラズマへの粒子供給空間分布を見積もるという解析が従来行われてきた。しかしながら、電離レートが発光線強度にほぼ比例するとみなすことができるのは、プラズマが比較的密度の低い電離進行プラズマであるという条件を満たす場合であり[31, 32]、それを確認するためには溶発雲内にどのようなプラズマが生成しているのかを知る必要がある。

そのような目的には分光計測が有用である。溶発雲からの発光を分光計測して得られたスペクトルを図3に示す[33]。このスペクトルが示す注目すべき特徴は、顕著な線スペクトルの広がり、強い連続光である。前者は明らかに、高密度に起因するシュタルク広がりである。バルマー α 線とバルマー β 線の広がりからそれぞれ電子密度を見積もると、バルマー α 線から求めた値の方が2倍程度大きい。発光線に自己吸収の影響がある場合、吸収係数はプロファイル中心の方が大きいため、見た目の広がりが大きくなる。バルマー α 線はバルマー β 線よりも自己吸収の影響が大きいため、観測される広がりが見込みの広がりよりも大きくなっていることが後の解析により明らかとなった。自己吸収の影響が少ないバルマー β 線のシュタルク広がり

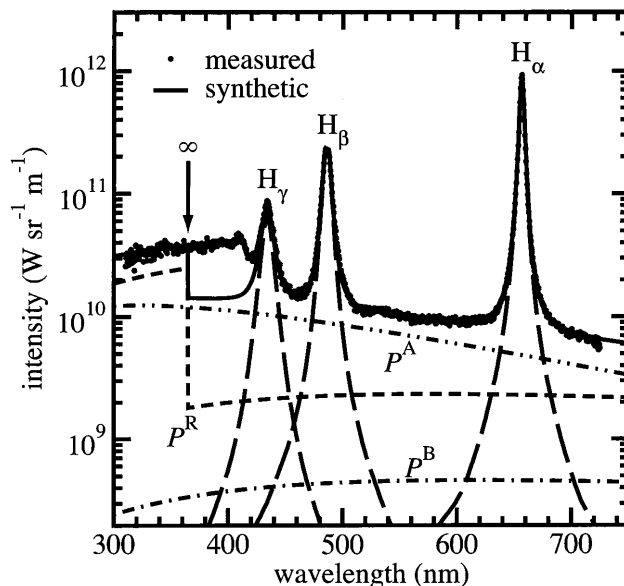


図3 観測されたスペクトルの例と完全局所熱平衡の下でのフィッティングの結果。線プロファイルには文献[34]のシュタルク広がりを与えられている。連続光成分 P^A , P^R および P^B はそれぞれ、輻射付着、輻射再結合に伴う成分および制動放射成分を示す。[33]より引用。

さから電子密度の値として $2.1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ が得られた。

連続光については、輻射再結合に伴う発光や制動放射光では観測されるプロファイル(波長依存性)を再現できない。ここでは、水素原子に自由電子が付着し負イオンを生成する際に余剰エネルギーを光として放出する過程、輻射付着過程に伴うものが主な連続光の成分であることが見いだされた。輻射付着過程は光の吸収により負イオンから電子が剥がされる過程、つまり、光脱離過程の逆過程であり、光脱離断面積[35]から求められるそのスペクトルは電子温度に敏感である。溶発雲の観測で得られたスペクトルは電子温度 1 eV 程度でよく再現されることが明らかとなった。

以上の解析により電子密度と電子温度が求められた。電子密度が高いため、励起準位は局所熱平衡にあると予想される。その場合、励起準位 p の占有密度 $n(p)$ は次のサハ・ボルツマンの式[32]で表されるはずである。

$$n(p) = p^2 \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k T_e} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{R}{p^2 k T_e} \right) n_e n_i. \quad (8)$$

ここで、 h , k および R はそれぞれ、プランク定数、ボルツマン定数およびリュードベリ定数である。この式においてイオン密度、つまり陽子密度が未知であるが、今対象としているプラズマは純粋な水素のプラズマであるとして差し支えないであろうから、イオン密度は電子密度と等しいと置くことができる。その場合、式(8)から $p=4$ 準位の密度を求め、バルマー β 線の自然放出係数(アインシュタインの A 係数)および光子のエネルギーを乗ずれば、単位体積あたりの発光強度が求められる。この結果と計測値との比からプラズマの体積 ($1.6 \times 10^{-5} \text{ m}^3$) が得られた。

一方、輻射付着過程に伴う連続光放射パワー ρ^A は光の振動数 ν の関数として次のように表される。

$$\rho^A(\nu) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h^4}{m_e^{3/2} c^2} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{kT_e} \right)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{h\nu - \chi_H}{kT_e}\right) \sigma_{\text{det}}(\nu) \nu^3 n_H n_e, \quad (9)$$

ここで、 χ_H は負イオンの電子脱離エネルギー、 $\sigma_{\text{det}}(\nu)$ は負イオンの光脱離断面積、 n_H は原子密度である。単位波長あたりの放射パワー $P^A(\lambda)$ は次のように変換される。

$$P^A(\lambda) = \rho^A(\nu) \frac{\nu^2}{c}. \quad (10)$$

上で求めたプラズマ体積を乗ずれば観測される強度に等しくなるはずであり、計測値との比較により式(9)内で未知であった原子密度の値として $1.7 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ が求められた。サハ・ボルツマンの式を基底状態まで適用するとイオン密度と原子密度との比が得られる。これを上記の解析結果と比較するとよく一致する。このことは基底状態も含めた局所熱平衡、いわゆる完全局所熱平衡が成立していることを意味する。先に、プラズマ中で負イオンが生成されていることが示された。負イオン状態も原子との間に局所熱平衡が成立しているとする、負イオン密度はイオン密度の1%程度であり、プラズマ全体の電荷バランスに影響を与えるほどではないことが確認できる。

以上の解析により、電子密度（イオン密度）、電子温度、原子密度およびプラズマ体積が求められ、プラズマが完全局所熱平衡にあることも示された。その上でもう一度発光線強度と電離レートとの関係について考えてみる。上で述べたように発光線強度が電離レートにほぼ比例するのは電離進行プラズマの場合であり、実際のプラズマは電離と再結合がバランスする電離平衡プラズマであるため、そのような比例関係は仮定できない。実際には、電離と再結合がほぼバランスすることで上で求めた性質のプラズマが定常的に存在しているがほんのわずかに電離の方が優勢で、それは拡散等により背景プラズマ中へ流れ出す粒子を補っていると考えられる。今の計測では電離と再結合との差を検出できるほどの精度はないため、実際単位時間にどの程度の量の粒子がプラズマに供給されているのかを求めることは困難である。

当初の電離レートを精度よく求めるという目標は達成されていないが、溶発雲内で活発に原子過程が生じている領域のプラズマについて詳しい情報が得られた。とくに、完全局所熱平衡が成立しているという事実は、シミュレーションを行う上で原子過程についての取り扱いを簡略化することに大きく貢献するため重要である。また、溶発雲内部の空間構造を知るために進行中であるイメージ計測[36]においてもその威力を発揮している。

6.4 ペレット入射技術

ここでは、固体水素ペレットをどのように生成し、プラズマ中に入射するのか簡単に説明する。コア粒子供給を実現するためには、ペレットのプラズマへの侵入長が十分に深い必要がある。固体水素のプラズマへの侵入長 $\lambda(\text{m})$ は、

プラズマの小半径、温度、密度、ペレットの粒子数、入射速度をそれぞれ $a(\text{m})$ 、 $T_e(\text{keV})$ 、 $n_e(10^{20} \text{ m}^{-3})$ 、 $m_p(10^{20} \text{ atoms})$ 、 $v_p(\text{m/s})$ とすると、

$$\lambda/a = 0.079 T_e^{-5/9} n_e^{-1/9} m_p^{5/27} v_p^{1/3}, \quad (11)$$

でスケールされる[8]。ペレット侵入長を決める4つのパラメータのうち、ペレット入射条件として最適化可能なパラメータはペレット粒子数（サイズ）と入射速度であるが、ペレット粒子数はプラズマ密度の上昇に直接影響を及ぼし、ターゲットプラズマの条件から受動的に決まるパラメータであることを考慮すると、ペレット入射速度のみがペレット粒子供給特性を最適化するパラメータとなる。また、核融合炉での粒子供給を想定すると定常運転が重要であり、数 Hz 程度の繰り返し数で定常的に固体水素ペレットを入射し続けることが必要となる。

これまで、様々な方式のペレット入射装置が開発されて来たが[37]、最もコンベンショナルなペレット入射法は『その場生成ニューマチックパイプガン方式』である[38]。このペレット入射法は、バレル（ステンレス鋼製パイプ）の一部を固体水素三重点温度以下に冷却しておき、そこへ水素ガスを流すことによって、固体水素ペレットを生成する。その後、加速ガス（高圧の水素もしくはヘリウムガス）を印加することによって、膨張するガスの流れによってペレットを加速する。ペレットサイズはパイプの内径と冷却幅で固定され、冷凍部には可動部がないために、安定かつ信頼性の高いペレット入射が可能である。その一方で、ペレット射出後に次のペレットを生成するためには数10秒～1分程度の時間がかかるために、数 Hz で連続入射を行うためには多くのバレルを並列に設置する必要がある[39]。また、ペレットの入射速度は加速ガスの音速に比例した値（ $= 2\sqrt{\gamma kT/m}/(\gamma - 1)$ ）で制限されるために、到達可能なペレット入射速度は最大で $< 1.5 \text{ km/s}$ 、典型的には 1.0 km/s 程度である。

核融合炉における定常ペレット粒子供給を可能とする定常固体水素ペレット生成法として、クライオシリンドラ方式の固体水素生成法がある[40]。この方法では、予め固体水素を冷却したクライオシリンドラ内で生成しておき、必要に応じてピストンで固体水素を押し出し・切断してペレットを形成するために、クライオシリンドラの容量分のペレットを連続生成することが可能である。特に、ピストンの代わりにスクリーを用いて固体水素を押し出す方式では、固体水素の生成と同時にガスの供給が可能のため、完全に定常的な固体水素ペレットの生成が可能である[41, 42]。ペレット加速方法としてはニューマチック加速方式と遠心加速方式のいずれとも組み合わせることが可能である。ニューマチック方式は先に述べた通り信頼性の高い射出が可能であるが、核融合炉への適用を想定すると、加速ガス処理が短所となる。遠心加速方式は高速で回転する回転体の遠心力を用いてペレットを加速する方式である[43]。高繰り返しで 1.0 km/s のペレットを連続的に加速が可能であり、加速ガスを必要としない点が核融合炉を想定した場合の利点となっている。しかしながら、原理的に固体水素ペ

レットと高速回転する機器との接触があるために、ペレットの損傷が避けられず、射出の信頼性がニューマチック加速方式に比べて劣る。

∇B ドリフトによる粒子供給特性改善を期待して、トラス内側からのペレット入射を行う場合は、曲がったガイド管を利用してペレットをトラス内側へ輸送する必要がある。ガイド管内壁とペレットの接触に伴うペレットの破損を避けるために、ペレット速度を抑制しなければならない。最大速度はガイド管途中にある屈曲部の半径等によって変わるが、おおよそ 0.3–0.5 km/s 程度であり [44, 45]、既存のペレット入射技術で到達可能なペレット速度よりも遅いために、既存のペレット加速方法で対応可能である。一方、核融合条件（大サイズ、高温）のプラズマでは、ペレットの溶発位置が相対的に浅くなり、既存の技術で容易に達成できる 1.0 km/s 程度のペレット入射速度では、プラズマ周辺部にしか粒子を供給できないため、燃焼プラズマの維持に必要な粒子供給ができない可能性がある [1]。さらに、浅い侵入長に起因して、 ∇B ドリフトによる粒子供給特性改善だけでは十分な粒子供給ができない可能性も指摘されている [46]。高速ペレット入射の必要性は核融合研究の初期から指摘されており、1980年代から高速ペレット入射技術に関する研究が行われていたが、前述の ∇B ドリフトによる粒子供給特性改善の発見以降、技術開発のモチベーションは低下していた。しかしながら、核融合プラズマへの粒子供給を想定すると、やはり既存の技術を超えた高速ペレット入射が必要になるかもしれない。そのための方策として実績があるペレット加速法は、2 段ガスガン方式である [47]。この加速原理はニューマチック加速を 2 段にしたもので、まず、ニューマチック加速で駆動したピストンでシリンダ内のガスを断熱圧縮して高温高压の（すなわち、音速が速い）ガスを生成し、次に、その高温高压のガスを加速ガスとして用いてペレットを加速する。最大 4 km/s までの原理実証実験が行われた実績がある [48]。さらに速いペレット入射速度が必要な場合、革新的な加速法が必要となる。その候補としては電磁飛翔体加速装置 (ElectroMagnetic Launcher; EML) のひとつであるレールガンが挙げられる。レールガンはニューマチック加速のように到達速度を制限する要素がないために高速射出の可能性はあるものの、これまで実績がある速度は 8 km/s 程度である [49]。また、これまで固体水素を加速した実績は無く、加速時に働く応力による固体水素の破壊、レールの摩擦によって生じる不純物のプラズマへの混入、繰り返し射出特性、加速に要するエネルギー消費量など、明らかにしなければならないことが多く残されている。

6.5 まとめ

高温プラズマへの粒子供給をめざした固体水素ペレット入射の素過程となる、『固体水素の溶発過程』と『溶発プラズモイドの均質化過程』について説明を行った。高温プラズマ中における固体水素ペレットの溶発現象では、プラズマからの熱流束を担う電子やイオンは溶発雲（ペレットが溶発して周囲に形成される中性ガス）との衝突により遮

蔽され、固体水素表面に到達エネルギーは非常に小さくなる。そのため、固化温度が $\sim 260^\circ\text{C}$ であり、昇華エネルギーがきわめて小さいにもかかわらず、プラズマからの大きな熱流束に曝されながらも、固体水素ペレットは比較的長い寿命 ($\sim 1\text{ ms}$) を有する。そのため、高温プラズマ内部へ侵入し、粒子を供給することが可能である。このように、高温プラズマ中の固体水素ペレット溶発挙動は中性ガスによる遮蔽効果によって律速されている。さらに、溶発雲はプラズマからの熱流束によってさらに加熱し続けられ、高密度プラズモイドを形成し、閉じ込め磁場の影響を強く受けながら背景プラズマに均質化していく点は磁場閉じ込めプラズマによる固体水素ペレット溶発特有の現象と思われる。

参考文献

- [1] R. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 083006 (2012).
- [2] M. Nishikawa *et al.*, Fusion Eng. Des. **87**, 466 (2012).
- [3] S.L. Milora, Nucl. Fusion **35**, 657 (1995).
- [4] B. Pégourié, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, R87 (2007).
- [5] P.B. Parks and R.J. Turnbull, Phys. Fluids **21**, 1735 (1978).
- [6] S.L. Milora and C.A. Foster, IEEE Transactions Plasma Sci. **6**, 578 (1978).
- [7] W.A. Houlberg *et al.*, Nucl. Fusion **32**, 1951 (1992).
- [8] L.R. Baylor *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 127 (1997).
- [9] Y. Nakamura *et al.*, Nucl. Fusion **32**, 2229 (1992).
- [10] B. Pégourié *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 17 (2005).
- [11] R. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 381 (2001).
- [12] M. Hoshino *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 033 (2006).
- [13] Y. Nakamura *et al.*, Nucl. Fusion **26**, 907 (1986).
- [14] B.V. Kuteev *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 1167 (1995).
- [15] L.R. Baylor *et al.*, Nucl. Fusion **32**, 2177 (1992).
- [16] P.T. Lang *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1531 (1996).
- [17] P.T. Lang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1487 (1997).
- [18] L.R. Baylor *et al.*, Fusion Technol. **34**, 425 (1998).
- [19] J. de Kloe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2685 (1999).
- [20] L.R. Baylor *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1878 (2000).
- [21] JET Team, Nucl. Fusion **41**, 1327 (2001).
- [22] L. Garzotti *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 10 (2010).
- [23] V. Rozhansky *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 399 (1995).
- [24] V.A. Rozhansky *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 575 (2004).
- [25] I. Yu. Senichenkov *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 788 (2006).
- [26] B. Pégourié *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 44 (2007).
- [27] F. Köchl, "Modelling of Transport and Pellet Fuelling in ITER-relevant Plasmas" 2008 PhD Thesis, Vienna University of Technology.
- [28] N. Commaux *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 025011 (2010).
- [29] R. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 063007 (2013).
- [30] A. Matsuyama *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 123017 (2012).
- [31] M. Goto *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 4316 (2002).
- [32] T. Fujimoto, *Plasma Spectroscopy* (Oxford University Press, Oxford, 2004).
- [33] M. Goto *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 1163 (2007).
- [34] C. Stehlé and R. Hutcheon, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **140**, 93 (1999).

- [35] A.W. Wishart, Mon. Not. R. Astron. Soc. **187**, 59 (1979).
- [36] G. Motojima *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 093506 (2012).
- [37] S.K. Combs, Rev. Sci. Instrum. **64**, 1679 (1993).
- [38] J. Lafferranderie *et al.*, Proc. 14th Symposium on Fusion Technology **2**, 1367 (1986).
- [39] M. Hoshino *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2655 (2006).
- [40] S.K. Combs *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **56**, 1173 (1985).
- [41] I. Viniar and S. V. Skoblikov, Instrum. Exp. Tech. **43**, 722 (2000).
- [42] R. Sakamoto and H. Yamada, Plasma Fusion Res. **4**, 002 (2009).
- [43] C. Andelfinger *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **64**, 983 (1993).
- [44] S.K. Combs *et al.*, Fusion Eng. Des. **58**, 343 (2001).
- [45] S.K. Combs *et al.*, Fusion Eng. Des. **75**, 691 (2005).
- [46] B. Pégourié *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 124023 (2009).
- [47] A. Reggiori *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. A **6**, 2556 (1988).
- [48] P. Kupschus *et al.*, Proceedings of the 16th Symposium on Fusion Technology **1**, 268 (1990).
- [49] A. Yamori, Bulletin of Institute of Space and Astronautical Science **117**, 1 (2001).



さか もと りゅう いち
坂本 隆一

核融合科学研究所ヘリカル研究部准教授。
LHDにおいて固体水素ペレット入射実験
を行ってきた。最近は炉設計分野に踏み込
み、核融合炉への燃料供給シナリオ構築に
向けた研究やプラズマ壁相互作用に関する研究も進めてい
る。



ご とう もと し
後藤 基志

核融合科学研究所高温プラズマ物理研究系
准教授，国立天文台ひの科学プロジェク
ト准教授併任。専門分野はプラズマ分光
学。最近琵琶湖の近くに引っ越して田舎暮
らしを満喫中。