



4. 応用

4.4 逃走電子のカオス

4.4 Chaos in Runaway Electron Motion

松山 顕之

MATSUYAMA Akinobu

日本原子力研究開発機構核融合研究開発部門

(原稿受付：2014年8月29日)

逃走電子の回避および緩和がITERのディスラプション研究の重要課題となっている。逃走電子の輸送・再分配過程には摂動磁場が重要な役割を果たすと考えられており、現象の解析に3次元軌道追跡シミュレーションが用いられる。ここでは逃走電子閉じ込めに関する問題の切り口の一つとして、10 MeVを超える逃走電子について顕著となる逃走電子軌道のドリフト面の外向きシフトの影響を議論する。径方向にグローバルな固有関数をもつ摂動磁場が存在すると、隣接する有理面においてドリフト共鳴による2次のな島構造を形成し、低次の磁気島が重ならない状況においても、径方向に大域的な逃走電子のカオス軌道が発生することを示す。

Keywords:

runaway electron, disruption, magnetic perturbation, magnetic island, tokamak, ITER

4.4.1 研究背景

トカマク装置のディスラプション時に急激な電流減衰に伴ってプラズマ内部に過渡的な電場が誘起されることがあるが、この電場が電子密度 n_e に依存した閾値 $E_c(n_e)$ を超えると[1]、電子テールの加速が背景プラズマによる摩擦力に打ち勝って逃走電子となり、1-10 MeV オーダーのエネルギーをもつ相対論的電子ビームを形成する。逃走電子がプラズマ対向機器に衝突すると局所的・パルスの熱負荷を与え、損傷の原因となるため、逃走電子発生回避手法の開発や閉じ込め機構の理解は重要な研究課題である。ITERで逃走電子が特に問題とされるのは、2次電子増幅機構[2,3]の存在に由来する。Dreicer加速によって発生した逃走電子は、近接衝突によって熱電子を運動量空間で散乱し、2次逃走電子を発生する。このとき、逃走電子電流の増幅利得は $G_{RE} \sim \exp[2.5I_p(\text{MA})]$ と書くことができ[4]、 $I_p = 15 \text{ MA}$ の運転モードでは増幅利得は 1.9×10^{16} となり、原理的には $4 \times 10^{-10} \text{ A}$ の微小な種電流が存在するだけで 7.5 MA の逃走電子電流が発生するという評価になる[5]。既存のトカマクにおいては $I_p = 2 \text{ MA}$ のディスラプションでも増幅利得は高々150程度であることから、ITERとの間に極めて大きなギャップがあることがおわかりいただけるであろう。ディスラプションおよび逃走電子の制御に関する最近の研究事情については本学会誌[6]に解説があるので、そちらを参照されたい。

上述の逃走電子電流と増幅利得の見積もりで注意すべき点は、逃走電子の閉じ込め時間が電流減衰時間に比べて十

分長いことを前提としていることである。この仮定は、逃走電子が磁力線方向に光速に近い速度で運動し、有限軌道幅効果や有限ジャイロ半径効果によって微視的磁場揺動を感じにくいという特徴があるため[7,8]、閉じ込め領域内に有限個のロバストな磁気面が存在するだけで閉じ込めが顕著に改善し、それらは一種の輸送障壁[9]として働くことに由来する。一方、実験ではキラーベレット入射や自発的な不安定性によって低次の磁場揺動が観測される場合[10,11]や外部からの共鳴摂動磁場印加を行った場合[12,13]において、逃走電子発生が抑制される現象が観測されている。Helanderらは磁場揺動による逃走電子の輸送を拡散的に近似し、2次電子増幅に有意な影響を与えるために必要となる磁場揺動振幅を $\delta B/B > 10^{-3}$ と評価した[14]。典型的なトカマクプラズマのパラメータに対し、 $\delta B/B \sim 10^{-3}$ という振幅レベルはちょうど低次の磁気島の重なりによってカオス磁場を形成するかどうかの閾値付近に相当する。(なお、磁力線追跡を行うと、磁場の乱れによる径方向変位 ($\Delta r \sim v_i \delta B/B \Delta t$) はプラズマ小半径に対して無視できない大きさもち拡散的描像が成り立たない領域に入り得ることに注意を払う必要がある。)カオス的磁場の形成が起こるとロバストな磁気面による輸送障壁が壊れ、逃走電子の輸送が増大する。このため、最近の研究では、低次の磁気島やカオス磁場を含む磁場トポロジーにおける逃走電子閉じ込めを調べるため、3次元軌道解析シミュレーションが用いられている[15-18]。この種の解析は本学会誌の講座[19]でも報告されており、例えば、テ

アリングモードの非線形計算[20]で議論される $(m, n) = (2, 1)$ および $(3, 2)$ の磁気島 (m および n はそれぞれポロイダルおよびトロイダルモード数) の幅が増大し、それらの重なりが生じると径方向に大域的なカオス磁場を生む。このとき、逃走電子軌道は案内中心方程式の最低次の近似の下で磁力線軌道に一致するため、カオス磁場の形成は径方向の輸送を劇的に増加させることになる。徳田らはモンテカルロ計算により、低次の磁気島の重なりで生じるカオス磁場は、逃走電子の増幅抑制に働くのに十分なレベルの損失率を与えることを示している[15]。

4.4.2 トカマクプラズマにおける逃走電子軌道解析

日本原子力研究開発機構では、摂動磁場が逃走電子の閉じ込めに与える影響評価するため、案内中心近似に基づく相対論的電子軌道解析コード ETC-Rel[15]を開発している。トロイダルプラズマにおける軌道解析は大きく分けて、円柱座標などの実座標系を用いるものと、磁力線を直線で表現することができる磁気座標系を用いるものに分けられ、前者は、ダイバータ配位における X 点および開いた磁力線領域を難なく表現できることに利点があり、真空容器壁への高エネルギー粒子の衝突を扱う際に便利である。一方、MHD モードなどプラズマ由来の摂動磁場を少ないフーリエモード数で表現できる点に磁気座標系の利点がある。本講座の視点では、系の対称性や Noether の定理による保存則を見通しよく解析することも後者の重要な利点といえる。ETC-Rel コードは用途に応じて、実座標および磁気座標を切り替えて使用することができる。ここでは文献[21]に沿って磁気座標 (Boozer 座標[22]) における解析手法を記述する。

物理量を主半径 R_0 、磁場強度 B_0 および装置周回時間 $\omega_i^{-1} = R_0/c$ で規格化すると、摂動ベクトルポテンシャル δA を含んだ相対論的電子の案内中心運動の Lagrangian は、

$$L dt = (\sigma/\epsilon) [\mathbf{A}_{\text{eq}} + \delta \mathbf{A} + \epsilon p_{\parallel} \mathbf{b}] \cdot d\mathbf{x} - H dt, \quad (1)$$

と与えられる[23]。ここで $\sigma = -1$ は電荷の符号、 $\epsilon = \omega_i/\omega_c \ll 1$ はドリフトオーダリングパラメータ ($\omega_c = |e|B_0/m_e$ はジャイロ旋回周波数)、 p_{\parallel} は相対論的運動量、 \mathbf{b} は磁力線方向の単位ベクトル、 $H = \gamma m_e c^2$ は相対論的電子のハミルトニアンである。ポロイダル磁束関数 ψ を磁気面ラベルとして、 θ および ζ を Boozer 座標のポロイダル角およびトロイダル角とすると、磁場は MHD 平衡およびアンペールの法則 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ から、

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{\text{eq}} &= \nabla \psi_t \times \nabla \theta + \nabla \zeta \times \nabla \psi \\ &= g(\psi) \nabla \zeta + I(\psi) \nabla \theta + \beta_*(\psi, \theta) \nabla \psi, \end{aligned} \quad (2)$$

と書くことができる。ここで ψ_t はトロイダル磁束関数、 $g(\psi)$ および $I(\psi)$ はそれぞれ磁気面外のポロイダル電流、磁気面内のトロイダル電流である。径方向の共変成分 $\beta_*(\psi, \theta)$ は有限圧力効果による Pfirsch-Schlüter 電流に関係した項で、軸対称トカマク平衡に対しては近似なしに案内

中心方程式に取り込むことができる。ここでは簡単のため、摂動磁場として、低 β 近似に基づく静的な摂動 $\delta \mathbf{A}_{\text{eq}} = \alpha(\psi, \theta, \zeta) \mathbf{B}_{\text{eq}}$ [24] を考え、ポロイダル角およびトロイダル角に関してフーリエ展開した形で $\alpha(\psi, \theta, \zeta) = \sum_{m,n} \alpha_{mn}(\psi) \cos(m\theta - n\zeta + \phi_{mn})$ と与える。 ϕ_{mn} は磁気島の位相を表す。式(2)において平衡磁場を与えるベクトルポテンシャルは $\mathbf{A}_{\text{eq}} = \psi_t \nabla \theta - \psi \nabla \zeta$ と書けるので、Boozer 座標系における相対論的電子の案内中心運動の Lagrangian は、

$$L dt = (\sigma/\epsilon) (\psi_t + \epsilon \rho_c J_t) d\theta + (\sigma/\epsilon) (-\psi + \epsilon \rho_c J_p) d\zeta + \sigma \rho_c \beta_* d\psi - H dt, \quad (3)$$

と書き下すことができる。ここで、 $\rho_c = \rho_{\parallel} + \alpha$ 、 $\rho_{\parallel} = p_{\parallel}/(\sigma B)$ である。案内中心運動を表す変数として $Z_i = \{\psi, \theta, \zeta, \rho_{\parallel}\}$ を選び、式(3)から得られる Euler-Lagrange 方程式を経由すると、相対論的電子の案内中心方程式

$$\dot{Z}_i = \{Z_i, H\} = V_i(\mathbf{Z}), \quad (4)$$

を得ることができる。ポアソン括弧 $\omega_{ij} = \{Z_i, Z_j\}$ の具体的な表式は文献[21]に与えられている。

実用的な計算ではクーロン衝突や放射損失を考慮した散逸系の解析を行うため、式(4)を古典的な 4 次 Runge-Kutta 法で解く。一方、ETC-Rel では無衝突軌道の詳しい解析を行う場合や軌道計算精度の確認する目的で Symplectic かつ時間反転対称な陰的ガウス公式[25]を併用している。図 1 に 10 ms オーダーの長時間軌道計算に対するエネルギー保存誤差評価の例を示す。解析のターゲットとして高々、数 10–100 μs 程度の早い時間スケールの逃走電子閉じ込めを扱う場合には軌道のエネルギー保存の観点からみて 4 次 Runge-Kutta 法は十分な精度を与えることが確認できる。一方、電流拡散時間オーダーの逃走電子閉じ込めを評価する場合、4 次 Runge-Kutta 法は誤差の蓄積を生じ、数値散逸が問題になる可能性がある。但し、逃走電子は $p \sim p_{\parallel}$ の deeply passing particle として生じるため、位相空間の捕捉粒子 - 通過粒子境界から十分遠く、まだアルファ粒子などの高エネルギーイオンに比べて案内中心軌道

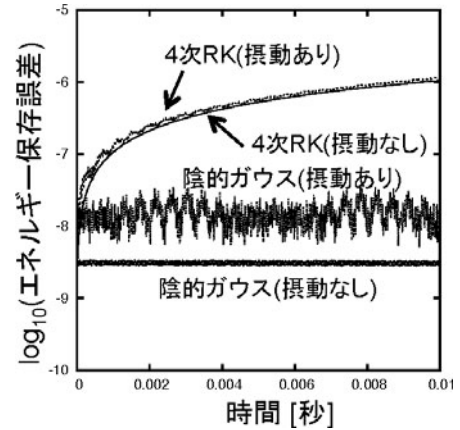


図 1 ETC-Rel コードを用いた 1 MeV 逃走電子軌道計算における 4 次 Runge-Kutta 法および 4 次陰的ガウス公式に関するエネルギー保存誤差の時間発展の比較。

の磁気面からのずれが小さいので、エネルギー保存誤差は逃走電子が装置を周回する周期運動の微妙な誤差の蓄積として現れるのにとどまり、実空間における軌道のトポロジーに与える影響は限定的であろう。しかし、短波長の波との共鳴などより複雑な現象を扱おうとする場合にはその限りでなく、解析すべき対象に応じて、許容される数値誤差を把握しておくことが重要である。高エネルギー粒子軌道追跡を目的とした高精度、もしくは保存性のよい計算スキームとしては、ここで示した陰解法を用いる方法の他、変分原理を直接離散化する方法[26]や保存量であるエネルギーやトロイダル正準運動量を直接時間発展させる方法[27]などが提案されている。

4.4.3 逃走電子軌道のカオス

逃走電子はディスラプションの複雑なエネルギー解放過程の中で発生するため、その閉じ込めに関しても様々な研究の切り口が考えられる。逃走電子の発生過程に対する摂動磁場の影響を考える場合、熱電子のテールが相対論的領域まで加速される途上の1 MeV以下の電子の閉じ込めが重要になるであろうし、逃走電子が発生し、十分なエネルギーを得たのちには1 MeVから最大100 MeV程度までの相対論的電子の閉じ込めを議論することとなる。

実験では逃走電子発生を伴うディスラプション放電において様々なタイプの磁場揺動が観測されている。電子テールや逃走電子ビームがMHDモードに与える影響[28, 29]は、未解明の研究課題として残されているが、本節では解析を簡単にするため、逃走電子がMHDモードに影響を与えない、いわゆるpassive tracerであるという仮定を置く。このとき、最外殻磁気面内部で起こる逃走電子の再分配のメカニズムとして、4.4.1で述べた低次の磁気島の重なりによるカオス磁場の発生を考えることができる。このとき、最低次のオーダーの逃走電子軌道が磁力線軌道に一致することから、磁気島の重なりを生じる摂動磁場振幅の値が、逃走電子輸送の増大を引き起こす閾値の指標となる。

MeVオーダーのエネルギーをもつ逃走電子、特に10 MeVを超える電子は相対論的效果によってジャイロ半径および軌道幅が大きくなり、電子軌道がつくるドリフト面と磁気面のずれが顕著となる。逃走電子は常にプラズマ電流を維持する方向に発生するため、ドリフト面は磁気面

に対して主半径方向外側にシフトする(図2)。通過粒子($p_{\parallel} \sim p$)を仮定すると、ドリフト面のシフトは $\delta_D \sim qp_{\parallel}/eB$ と与えられる[30]。このような軌道シフトがカオス的な逃走電子軌道の発生に与える影響は、逃走電子輸送のエネルギー依存性を解析する観点から興味深い。逃走電子が得ることのできる運動エネルギーはプラズマ電流がもつ磁気エネルギーが変換されたものであると考え、例えばJT-60U規模の2 MAのディスラプションを考えた場合の最大の逃走電子エネルギーは50 MeV程度と見積もることができる。このようなエネルギーをもつ逃走電子は、電流減衰の初期に発生する種電子(Dreicer電子)に対応しており、小半径1 mに対し、最大10%程度の軌道幅をもつことができる。

10 MeVを超える逃走電子の軌道幅の影響については、ハミルトニアン力学[31]や3次元粒子軌道計算[32]に基づく解析が与えられているが、ここでは、軌道のカオスという観点からドリフト共鳴の影響を取り上げる。このとき、摂動磁場と逃走電子軌道の関係の特徴づけるパラメータとして重要なのが、摂動磁場の径方向のモード幅である。仮に、逃走電子の軌道幅に比べてモード幅が十分小さければ、位相平均化効果によって磁場の乱れを感じにくくなる[7, 8]。一方、逆の極限として軌道幅に比べてモード幅が十分広く、与えられたトロイダルモード数 n に対して隣接する有理面($q = (m \pm 1)/n$)との距離よりもモード幅が広い場合、有限軌道幅効果によるモード結合($m \pm k, n$) ($k = 1, 2, \dots$)により、ドリフト共鳴が生じる。図3に径方向にグローバルな固有関数をもつ(m, n) = (2, 1)モードを与えた場合の逃走電子軌道のポアンカレ図を示す。1 MeVの逃走電子軌道は磁力線とほぼ同一の軌道を示すのに対し、20 MeVの高エネルギー電子軌道は、隣接する有理面 $q = (m \pm k)/n$ ($k = 1, 2, \dots$)の位置に磁力線軌道にはみられない島構造を生じる。ここで $k = 1$ のドリフト共鳴によって生じる島構造の幅は、

$$\Delta r/R_0 \sim \sqrt{2q\delta_D \partial_r b_{mn}/nR_0 q'} \quad (5)$$

と与えられ[33]、摂動磁場の径方向勾配および軌道幅 δ_D を通じて逃走電子エネルギーの1/2乗に比例した依存性を示す。このとき、主モード(m, n) = (2, 1)によるドリフト面の島構造の幅はほぼ摂動磁場振幅のみで決まり、逃走電子

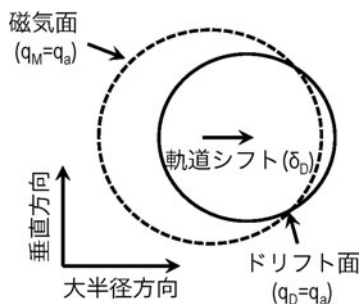


図2 逃走電子の径方向ドリフトによる軌道シフトの模式図。逃走電子はプラズマ電流を維持する方向に運動し、逃走電子軌道は磁気面からみて常に主半径方向外向きのドリフトを生じる。

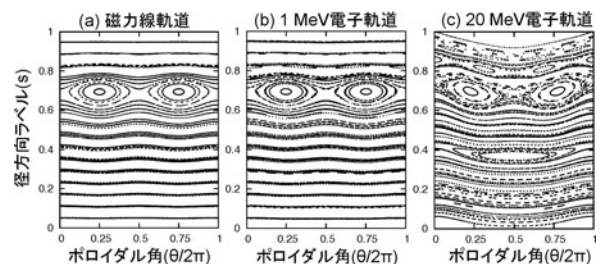


図3 (m, n) = (2, 1)モードを与えたときの逃走電子軌道のポアンカレ図。磁力線と1 MeV電子はほぼ同一の軌道を取るのに対し、10 MeVを超える逃走電子は(m, n) = (2, 1)の磁気島から離れた径方向位置に($m \pm k, n$) ($k = 1, 2, \dots$)のドリフト共鳴による2次的な島構造を形成する。

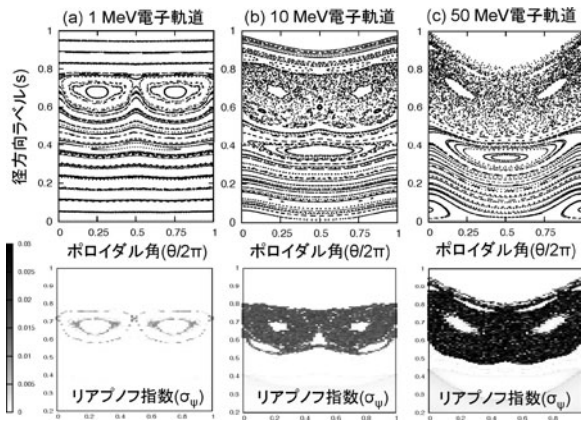


図4 有限軌道幅効果によるカオスの軌道の発生. $n = 1 - 4$ の摂動磁場を考慮した系において磁力線および低エネルギー (1 MeV) 逃走電子が正則な軌道をとるのに対し, 高エネルギー (10 MeV/50 MeV) ではドリフト共鳴によって生じる2次のな島構造の重なりにより, 軌道のカオスが生じる.

のエネルギーにはほとんど依存しない.

サイドバンド共鳴によって生じた島構造は, 磁力線のカオスの理論で用いられるいわゆるChirikov条件[34]と同じく, 異なるヘリシティをもつドリフト面の島構造が重なることでカオス軌道を生じる. そのような例として, 図4に $(m, n) = (2, 1)$ ($n = 1 - 4$) のテアリング型の摂動磁場を印加した場合の軌道のポアンカレ図のエネルギー依存性を示す. ここではカオス軌道の発生を明確化するため, リアプノフ指数[35]の等高線を合わせて示した. 低エネルギー (1 MeV) の軌道に関しては軌道のX点を通る $n = 1$ の双曲軌道の周りに正のリアプノフ指数の領域が局在しているのに対し, 逃走電子のエネルギーを 10 MeV, 50 MeV と増加させると $n = 2 - 4$ の高調波に対するドリフト共鳴によって $(2, 1)$ 構造の周囲に微小な島構造が形成され, それらが重なることで高エネルギー逃走電子のトポロジーにのみ, 正のリアプノフ指数をもつ大域的なカオス軌道が生じる. 単一のヘリシティ ($m/n = \text{一定}$) の摂動磁場を考えた場合, 高調波を考えても磁力線は原理的にカオス的になり得ないが, ドリフト共鳴の効果を含めると逃走電子軌道には異なるヘリシティの島構造が現れ, 軌道のカオスをもたらす. 別の観点からみると, 図4のような機構は, 低次の磁気島の重なりに必要な摂動磁場の閾値を下回る領域でも, 逃走電子輸送の増大が起り得ることを示唆している. 現実的には低 (m, n) のテアリングモードはトロイダル結合により異なるヘリシティを含む固有関数をもって成長するが, そのような場合には, 摂動磁場が作る磁気島にドリフト共鳴が干渉し, 軌道からみた島構造の幅が摂動磁場間の位相差に依存するようになり, ドリフト面のカオス化の条件として磁気島間の位相差の影響が加わる[33]. 磁力線に対するChirikov条件は本来, 磁気島の径方向幅のみで特徴づけられ, 摂動磁場の位相は無関係であることと対比すると, 位相差の影響は物理的にも興味深く, また, 外部からの共鳴摂動磁場印加[16]における外部コイル電流のパターンを変えた場合の逃走電子閉じ込めの依存性を説明するのにも役立つと考えられる.

4.4.4 まとめ

トカマクプラズマにおける逃走電子軌道の解析手法とともに, カオス的な逃走電子軌道が発生する条件としてドリフト共鳴の効果を議論した. 冒頭で述べたようにITERに向けた喫緊の研究課題として逃走電子がクローズアップされているが, 問題視される理由を改めてまとめると, (1) 逃走電子は閉じ込めがよく, 一旦発生すると雪崩的増倍を引き起こすのに十分長時間閉じ込められること, (2) 磁力線方向の運動が支配的であるため, 壁と衝突する逃走電子束の磁力線垂直方向の広がりが小さく, 局在化した熱負荷を及ぼすため, と表現できる. これらの現象に対し, 逃走電子の「長時間」の閉じ込めや熱負荷の「局在化」の詳細を明らかにするためには軌道計算が有効であり, 本講座で解説された摂動論や数値計算法がそのようなシミュレーションを構築する上で重要な基礎となっている.

謝辞

本節の執筆に際し, 日本原子力研究開発機構の矢木雅敏博士, 相羽信行博士, 核融合科学研究所の中島徳嘉教授, 高度情報科学技術研究機構の徳田伸二博士との議論に感謝します. また, 本研究は科学研究費補助金 (23246163, 26820404, 23561009) の支援を受けました.

参考文献

- [1] J.W. Connor and R.J. Hastie, Nucl. Fusion **15**, 415 (1975).
- [2] Yu.A. Sokolov, JETP Lett. **29**, 218 (1979)
- [3] R. Jayakumar *et al.*, Phys. Lett. A **172**, 447 (1993).
- [4] M.N. Rosenbluth and S.V. Putvinski, Nucl. Fusion **37**, 1355 (1997).
- [5] T.C. Hender *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S128 (2007).
- [6] 河野康則他: プラズマ・核融合学会誌 **86**, 3 (2010).
- [7] H.E. Mynick and J.D. Strachan, Phys. Fluids **24**, 695 (1981).
- [8] J.R. Myra *et al.*, Phys. Fluids B5, 1160 (1993).
- [9] S.S. Abdullaev *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 072502 (2012).
- [10] R. Yoshino *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 313 (1997).
- [11] R.J. Zhou *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 032511 (2013).
- [12] R. Yoshino and S. Tokuda, Nucl. Fusion **40**, 1293 (2000).
- [13] M. Lehnen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 255003 (2008).
- [14] P. Helander *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 4106 (2000).
- [15] S. Tokuda and R. Yoshino, Nucl. Fusion **39**, 1123 (1999).
- [16] G. Papp *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 125008 (2012).
- [17] V.A. Izzo *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 063032 (2011).
- [18] A. Matsuyama *et al.*, JPS Conf. Proc. **1**, 015037 (2014).
- [19] 徳田伸二他: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 1205 (2001).
- [20] B.V. Waddell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41**, 1386 (1978).
- [21] A. Matsuyama and M. Yagi, Plasma Fusion Res. **8**, 1403170 (2013).
- [22] A.H. Boozer, Phys. Fluids **27**, 2441 (1984).
- [23] J.R. Cary and A.J. Brizard, Rev. Mod. Phys. **81**, 693 (2009).
- [24] R.B. White, Phys. Plasmas **20**, 022105 (2013).
- [25] E. Hairer *et al.*, *Geometric Numerical Integration, Structure-Preserving Algorithms for Ordinary Differential Equations* 2nd ed. (Springer-Verlag, New York, 2006).
- [26] H. Qin *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 042510 (2009).

- [27] R.B. White *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 115002 (2013).
[28] P. Helander *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 122102 (2007).
[29] P.V. Savrukhin, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, B201 (2006).
[30] X. Guan *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 092502 (2010).
[31] M. de Rover *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 4478 (1996).
[32] K.H. Finken *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S139 (2006).
[33] A. Matsuyama *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 123007 (2014).
[34] B.V. Chirikov, Phys. Rep. **52**, 263 (1979).
[35] A.J. Lichtenberg and M.A. Liberman, *Regular and Chaotic Dynamics*, 2nd ed. (Springer-Verlag, New York, 1992).



まつ やま あきの のぶ
松山 顕之

日本原子力研究開発機構核融合研究開発部門プラズマ理論シミュレーショングループ・任期付研究員、京都大学博士（エネルギー科学）、核融合科学研究所 COE 研究員を経て2013年より現職。最近はディスラプションに関わるMHD現象や逃走電子発生が興味の対象です。趣味は学生時代から続けている尺八演奏。昨年、流派の全国大会で銀賞を受賞。次は金賞、といきたいところですが、なかなか道のは険しそうです。