

小特集 古くて新しい新古典輸送理論の新展開

4. 新古典輸送と乱流輸送の相互作用

4. Interaction between Neoclassical and Turbulent Transport

今寺賢志

IMADERA Kenji

京都大学大学院 エネルギー科学研究科

(原稿受付：2023年12月7日)

これまで新古典輸送と乱流輸送はスケール分離を仮定してそれぞれ個別に取り扱うことが多かったが、Larmor 半径程度のミクロスケールから小半径程度のマクロスケールまでを第一原理的に取り扱える大域的ジャイロ運動論モデルが進展するとともに、両者の相互作用が明らかとなってきている。本章ではそのような新古典輸送と乱流輸送の相互作用について、現在進行形で進められている研究の最前線の話についていくつか紹介する。

Keywords:

neoclassical transport, turbulent transport, global gyrokinetic simulation, particle transport, momentum transport

4.1 緒言

磁場核融合プラズマの閉じ込め性能は、本小特集の主題である新古典輸送に加え、微視的不安定性由来した乱流輸送（異常輸送）によっても大きく左右される。一般に両者は、ジャイロ運動に伴う平均化効果（有限Larmor半径効果）を保持しつつ、その旋回中心座標における速度分布関数の時間発展を、実空間で大域的に追跡するいわゆる「大域ジャイロ運動論モデル」[1]によって統一的に記述できる。しかしながら、乱流輸送現象の時空間スケールは新古典輸送現象に比べて短いため、両現象を直接同時に取り扱うシミュレーションを実行するためには膨大な計算資源が必要となる[2]。そこでここでは、 $\delta = \rho_i/L$ (ρ_i : イオンジャイロ半径, L : 背景分布の径方向の特性長) に関して1次のオーダーの粒子種 s の分布関数 f_{s1} を、ランダムな乱流揺動に関して統計平均（アンサンブル平均）した成分 $\langle f_{s1} \rangle_{\text{ens}}$ とそのまわりの揺動部分 \tilde{f}_{s1} を用いて $f_{s1} = \langle f_{s1} \rangle_{\text{ens}} + \tilde{f}_{s1}$ と分解して、それぞれの時間発展を追跡することで、新古典輸送と乱流輸送を個別に評価してきた[3]。結果として前者は、電磁場の時間変化が δ に関して2次の微小量として評価されていることから、磁場ドリフトに起因した定常的な新古典輸送成分を与える「ドリフト運動論モデル」に帰着される。一方後者は更に、磁力線を横切る方向の乱流揺動の相関長が巨視的なプラズマのサイズに比べて十分小さいと仮定することで、閉じ込め磁場や密度、温度などの平衡分布の値とそれらの勾配を一定とする局所近似を用いた「局所ジャイロ運動論モデル」に帰着されることが多く、この場合、磁場ドリフトによる輸送が0となり、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる非定常的な乱流輸送成分のみが与えられる。

これらの独立した計算によって得られた新古典輸送と乱流輸送の総和によって輸送を評価する方法は、スケール分離を利用した妥当なアプローチであると考えられてきたが、近年、両者の相互作用が重要となる物理現象がいくつか報告されている。例えばその1つが、両極性条件によって決定される径電場形成である。スケール分離した解析では、それぞれ独立した両極性条件 $\sum_s q_s \Gamma_s^{\text{neo}} = 0$, $\sum_s q_s \Gamma_s^{\text{turb}} = 0$ (q_s : 粒子種 s の電荷, Γ_s^{neo} : 粒子種 s の新古典粒子束, Γ_s^{turb} : 粒子種 s の乱流粒子束) を満たすが、ひとたび大域的ジャイロ運動論モデルに立ち返ると、旋回中心座標における両極性条件は

$$-\sum_s \frac{\rho_{ts}^2}{\lambda_{Ds}^2} \frac{\partial E_r}{\partial t} = 4\pi \sum_s q_s (\Gamma_s^{\text{neo}} + \Gamma_s^{\text{turb}}) \quad (4.1)$$

となり、両者は径電場 E_r の形成を介して相互作用する可能性がある (λ_{Ds} : 粒子種 s のデバイ長, ρ_{ts} : 熱速度で与えられる粒子種 s のジャイロ半径)。また、形成される径電場は、帯状流と同様に微視的乱流に対して作用することから、再帰的な相互作用も無視できない。

そこで近年、上述のように分布関数をスケール分離することなく、「大域的ジャイロ運動論モデル」に沿って第一原理的に解析するいわゆる全分布関数 (full- f) ジャイロ運動論シミュレーションを行うことで、新古典輸送と乱流輸送を自己無撞着に取り扱う試みが行われている。本章ではそのような両者の相互作用に関して、full- f ジャイロ運動論シミュレーションによって現在進行形で行われている研究の最前線についていくつか紹介する。

Graduate School of Energy Science, Kyoto University, Uji, KYOTO 611-0011, Japan

author's e-mail: imadera.kenji.7z@kyoto-u.ac.jp

4.2 不純物輸送における新古典輸送と乱流輸送の相互作用

高価数の不純物に対しては新古典粒子輸送が重要であることが知られているが、その過程において乱流輸送との相互作用が果たす役割について解析するため、フランスのCEAのグループによって開発されたfull- f ジャイロ運動論コードGYSELA[4]によって、バルクイオンとして重水素、トレーサー不純物としてヘリウム、ネオン、またはタングステンをを用いた断熱電子を仮定したfull- f ジャイロ運動論シミュレーションが行われた[5]。特に、(A)非軸対称成分を各タイムステップで0とすることで新古典輸送のみを考慮したシミュレーション、(B)異粒子間衝突を0とすることで乱流輸送のみを考慮したシミュレーション、(C)(A)や(B)のようなフィルタリングを用いない包括的なシミュレーションを行うことで、(A)と(B)の不純物輸送の和が(C)と一致するかを解析した。その結果、半径位置によっては2倍のオーダーで不一致が見られた。これは乱流によるReynolds応力に起因した $(m, n) = (1, 0)$ のモードが原因であると結論付けられており (m と n はそれぞれポロイダル、およびトロイダル方向のモード数)、新古典輸送と乱流輸送の相互作用の重要性がfull- f ジャイロ運動論シミュレーションで初めて報告された。

また井戸村氏によって開発されたfull- f ジャイロ運動論コードGT5D[6]によって、バルクイオンとして重水素、トレーサー不純物としてヘリウム、ベリリウム、炭素、またはアルゴンを用いたハイブリッド電子[7]を仮定したfull- f ジャイロ運動論シミュレーションが行われた。その

結果、非両極性径電場を介した乱流輸送と新古典輸送の相互作用が明らかとなった[8]。図1は、乱流輸送によって新古典輸送が増幅される物理機構を示している。まずイオン温度勾配(ITG)乱流による突発的な粒子輸送がイオンと電子で異なることによって、非両極性が生じる(図1(a))。その結果、図1(b)に示すように $(m, n) = (0, 0)$ の径電場 E_r が形成され、ポロイダル方向に $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト $v_{E,\theta} = -E_r/B = -(1 + r \cos \theta/R_0)E_r$ をもたらす。ここで、 r と R_0 はそれぞれプラズマの小半径と大半径を表す。この $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトがポロイダル方向に圧縮性を有していることから、図1(c)に示す $(m, n) = (1, 0)$ の密度揺動が過渡的に励起され、その位相が磁場ドリフトと一致することで、磁場ドリフトに起因した新古典輸送が増幅されることが明らかとなった。また、その振幅は質量が大きい不純物ほど大きく、向きは乱流粒子輸送におけるイオンと電子の粒子束の違いを相殺するように決まることが示された。したがって、タングステンのような高 Z 不純物を取り扱う場合、このような相乗効果が本質的な役割を果たすことが予想される。

4.3 新古典輸送と乱流輸送の相互作用によるバルクイオンの粒子ピンチ

また、京都大学において開発されたfull- f ジャイロ運動論コードGKNET[9]によって、前節で述べた乱流輸送と新古典輸送の相互作用と同様の物理メカニズムで、バルクイオン密度分布のピーキングが起きることが示された[10]。図2は、軽水素とハイブリッド電子を用いたfull-

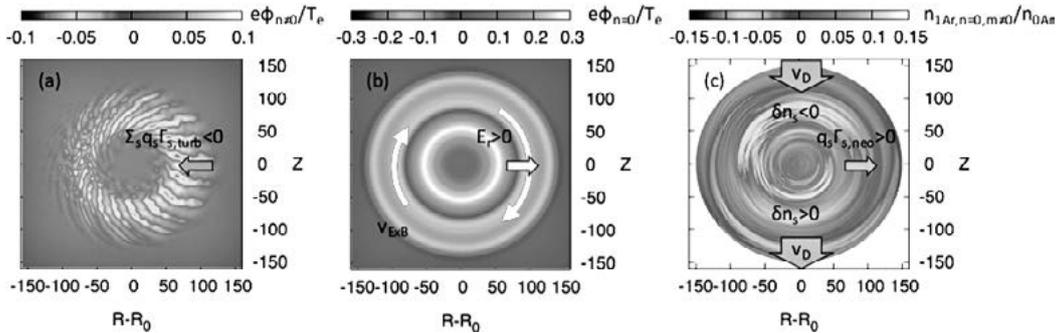


図1 乱流輸送によって新古典輸送が増幅される物理機構。(a)突発的な乱流粒子輸送が駆動された際の乱流構造、(b)その際に形成される非両極性径電場、(c)アルゴン不純物の摂動密度分布をそれぞれ示している[8]。

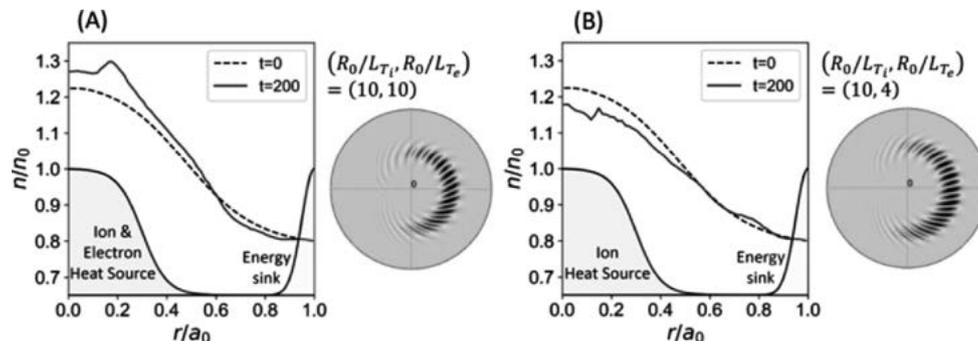


図2 軽水素とハイブリッド電子を用いたfull- f ジャイロ運動論シミュレーションにおいて、初期温度勾配を(A) $(R_0/L_{T_i}, R_0/L_{T_e}) = (10, 10)$ としてイオン/電子加熱を行った場合と、(B) $(R_0/L_{T_i}, R_0/L_{T_e}) = (10, 4)$ としてイオン加熱のみを行った場合に得られたイオン密度分布。熱ソースとエネルギーシンクの半径分布がそれぞれの図内に、対応する線形 δf ジャイロ運動論シミュレーションで得られた $n = 15$ の固有関数が右側に示されている。

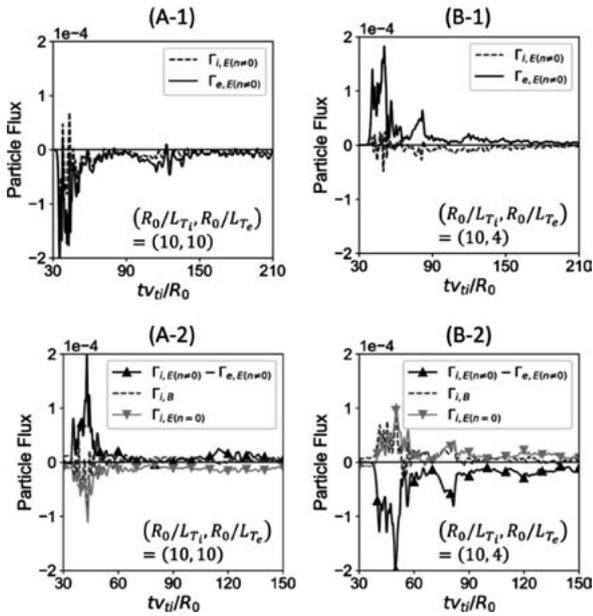


図3 (A-1)(B-1) (A)と(B)における $n \neq 0$ の $E \times B$ ドリフトによるイオン/電子乱流粒子束の時間発展と、(A-2)(B-2) (A)と(B)における $n \neq 0$ の $E \times B$ ドリフトによるイオン/電子乱流粒子束の総和と、磁場ドリフトと $n = 0$ の $E \times B$ ドリフトによる新古典粒子束の時間発展。

ジャイロ運動論シミュレーションにおいて、初期温度勾配を(A) $(R_0/L_{Ti}, R_0/L_{Te}) = (10, 10)$ としてイオン/電子加熱を行った場合と、(B) $(R_0/L_{Ti}, R_0/L_{Te}) = (10, 4)$ としてイオン加熱のみを行った場合に得られたイオン密度分布を示している。(B)では密度分布が外向きの粒子束によって緩和している一方、(A)では密度ピーキングが起きていることがわかる。また図1に示されている固有関数から、両ケースにおいて正のバルーニング角を持つITGモードが励起されており、線形成長率も同レベルであることが明らかとなった。これは、モードの種類やその不安定の強さのみで粒子輸送の向きが決定していないことを示唆している。

図3(A-1)と(B-1)は、(A)と(B)における $n \neq 0$ の $E \times B$ ドリフトによる乱流粒子束の時間発展を、イオン成分と電子成分に分けて示している。(A)では、急峻なイオン/電子温度勾配によって負の非対角熱拡散項を介して強いイオン/電子粒子ピンチが駆動され、その後も一定のレベルで粒子ピンチが維持されていることがわかる。一方で(B)では、イオン粒子束は同様に若干負に振れているのに対して、電子粒子束は電子温度勾配が緩やかであるため正の対角拡散項が支配的となり、結果として外向きの粒子輸送になっていることがわかる。

図3(A-2)と(B-2)は、(A)と(B)における磁場ドリフトと $n = 0$ の $E \times B$ ドリフトによる新古典粒子束の時間発展を示している。先述したGT5Dで得られた結果[8]で示されているように、乱流粒子輸送がイオンと電子で異なることによって形成された $(m, n) = (0, 0)$ の径電場 E_r が、 $(m, n) = (1, 0)$ の密度揺動を過渡的に励起することで、磁場ドリフトに起因した新古典輸送が増幅されていることがこの結果でも確認された。またその向きは、

$\Gamma_i^{\text{turb}} - \Gamma_e^{\text{turb}} (\neq 0)$ を相殺するように、つまり粒子束の総和が0となるように(A)では内向き、(B)では外向きになっていることがわかる。加えて、 $n = 0$ の $E \times B$ ドリフトによる粒子輸送もまた、粒子束の総和が0となるように決定されていることが新たにわかった。これは $(m, n) = (1, 0)$ の対流セルが主に担っており、磁場ドリフトによる粒子輸送は非線形飽和後に0に漸近するが、 $n = 0$ の $E \times B$ ドリフトによる粒子輸送は飽和後も有限のレベルを維持し、継続的な密度変化に影響を与えていると考えられる。したがって、イオン加熱によってイオンの乱流粒子ピンチを直接的に駆動することに加え、電子加熱によって電子の乱流粒子ピンチを駆動することで、両極性条件を介して間接的にイオンの新古典粒子ピンチをもたらし、相乗的な密度ピーキングが達成できることが明らかとなった。この現象もまた、まさに乱流輸送と新古典輸送の相互作用が重要な役割を果たしている一例であると言える。

4.4 新古典径電場と乱流輸送の相互作用

新古典輸送と乱流輸送が相互作用する別のメカニズムとして、径電場が乱流輸送に与える影響が挙げられる。一般に径電場は、衝突の時間スケールで力学的平衡

$$E_r - v_\varphi B_\theta + v_\theta B_\varphi = \frac{1}{nq} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (4.2)$$

を介して決定される。ここで、 q 、 n 、 p 、 E_r はそれぞれ電荷、密度、圧力、径電場、 v_θ 、 v_φ 、 B_θ 、 B_φ はそれぞれポロイダル流速、トロイダル流速、ポロイダル磁場、トロイダル磁場である。軸対称トカマクのように新古典輸送が両極性を有する場合(2.4章)、ポロイダル流速は $v_\theta = k(v_*) \partial_r T$ で与えられることが知られており、 $k(v_*)$ は新古典輸送理論によって決定されることから、本章では(4.2)式の関係を満たす長時間スケールの径電場を「新古典径電場」と呼ぶ (T : 温度、 v_* : 規格化衝突周波数) [11]。局所ジャイロ運動論モデルでは一般にこの新古典径電場が考慮されていない一方、ドリフト運動論モデルでは乱流を取り扱っていないことから、新古典径電場と乱流の相互作用を自己無撞着に考慮するためにはfull- f ジャイロ運動論シミュレーションを行う必要がある。

そのような相互作用が重要となる例として、メゾスケールの乱流輸送現象に対する新古典径電場の役割が挙げられる。GT5Dによって、外部熱源で駆動されるITG乱流に関するfull- f ジャイロ運動論シミュレーション、いわゆる熱源駆動ITGシミュレーションが行われ、臨界温度勾配近傍でイオン温度分布の硬直性が発現し、熱輸送の大部分が雪崩的に径方向に伝播していることが確認された[12]。その際に形成される電場は主に力学的平衡を介して形成される新古典径電場であり、結果として、雪崩的な熱輸送の伝播に伴い、温度勾配と径電場も局所的な力学的平衡を満たしながら伝播することが明らかとなった。またその伝播方向は、径電場シアの正負によって決定されることも示されており、新古典径電場が大域的な乱流輸送に大きな影響を与えていることがわかった。そのよ

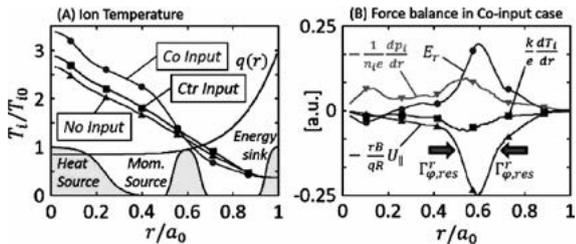


図4 (A) $r = 0.6a_0$ に外部から運動量を順方向, 逆方向に入射した場合と入射しなかった場合の準定常状態におけるイオン温度分布. (B) 外部から運動量を順方向に入射した場合の力学的平衡に現れる各項の空間分布 [9].

うな特性はGYSELAやGKNETによる熱源駆動ITGシミュレーションにおいても確認されており, 特に熱輸送の雪崩の伝播の空間的な特性長を決定付ける構造として, “ $E \times B$ staircase” と呼ばれる局所的な輸送障壁の存在が示されている [13, 14].

またそのような新古典径電場は, 乱流による運動量フラックスの向きを変えることがGT5Dによる熱源駆動ITGシミュレーションで明らかとなっている [15]. これは乱流のポロイダル対称性が新古典径電場によって変化することで, 運動量フラックスの乱流成分が変化するためである. 加えて, 軸対称極限では十分に小さい運動量フラックスの新古典成分が, 乱流揺動によって大幅に増大し, 準定常状態では乱流成分とバランスすることが明らかとなった.

またGKNETによる熱源駆動ITGシミュレーションによって, そのような新古典径電場と乱流の相互作用を介して, 内部輸送障壁が形成されることが示されている [9]. 図4(A)は, 熱源駆動ITGシミュレーションにおいて $r = 0.6a_0$ (a_0 は最外殻磁気面の小半径) に外部から運動量をプラズマ電流の向きに対して順方向, 逆方向に入射した場合と入射しなかった場合の準定常状態におけるイオン温度分布を示している. 順入射の場合のみ内部輸送障壁が形成され, イオン乱流熱輸送係数が新古典輸送レベルまで低下することが明らかとなった. この傾向はHL-2A装置における弱磁気シアプラズマでの実験結果と定性的に一致している [16]. また図4(B)は, 順方向入射した場合の力学的平衡における各項の空間分布を示している. この結果から, 順方向の運動量入射によって力学的平衡を介して強い径電場シアが形成され, 内部輸送障壁が形成されたものと考えられる. 順入射が輸送障壁形成に有効である物理メカニズムは, 文献 [16] で提唱されているように, 非局所バレーニング理論 [17] と運動量輸送理論 [18] から説明することが可能である. 非局所バレーニング理論によると, 磁気シアが正の場合, 正 (負) の径電場シアは負 (正) のバレーニング角を与える. 一方, 運動量輸送の残留応力成分は, 負 (正) のバレーニング角の場合に正 (負) の運動量輸送をもたらす. したがって, 図3(B)に示す様に, 順回転入射の場合, 急峻な運動量分布が保持されるように運動量ピンチが発生し, 結果として強い径電場シアが形成されたものと考えられる. このように, 新古典径電場によって乱流輸送が抑制され, 内

部輸送障壁が形成される現象もまた, 両者の相互作用が重要な役割を果たす一例であると言える.

4.5 結言

本章では, full- f ジャイロ運動論シミュレーションで新古典輸送と乱流輸送を自己無撞着に取り扱うことによって明らかとなったいくつかの物理現象について紹介した. まず4.2節と4.3節では, 乱流によるReynolds応力や, 乱流粒子輸送によって上下ポロイダル非対称な構造が駆動された結果, 新古典粒子輸送が増幅されるケースについて紹介した. なお, 乱流によるReynolds応力は新古典熱輸送も増大させることが, GYSELAによる熱源駆動ITGシミュレーションで明らかとなっている [19]. 一方4.4節では, 新古典径電場が雪崩的な乱流熱輸送の伝播や, 運動量輸送に影響を与えるケースについて紹介し, 輸送障壁形成にも寄与することを述べた.

以上の結果は, 乱流の時間スケールで新古典輸送が過渡的に増大すること, ないし乱流の時間スケールで過渡的に形成された新古典径電場が乱流輸送に影響を与えることが原因であると考えられる. つまり, 衝突の時間スケールより短い乱流の時間スケールで巨視的な構造が変化する場合は, スケール分離が成立せず, 両者の相互作用を無視できないことがわかる. ただしそのような場合, 実験やシミュレーションにおいて輸送を新古典成分と乱流成分に切り分けることは容易ではなく, 軸対称性だけでない, より精緻な定義が必要である点には, 注意が必要である [20].

近年の計算機性能の大幅な向上に伴い, イオンスケールと電子スケールを同時に解くマルチスケールジャイロ運動論シミュレーションが可能となってきた [21]. 新古典輸送と乱流輸送を同時に解くという意味でのマルチスケールfull- f ジャイロ運動論シミュレーションが, 今後新たな物理を切り開くことを期待する.

謝辞

本記事の執筆にあたって, 有益なコメントをいただいた京都大学の石澤明宏教授, 武藤幹弥氏, ならびに日本原子力研究開発機構の井戸村泰宏氏に深く感謝いたします. 本稿の作成は, 科学研究費 [基盤研究 (C) : 20K03903] の援助を得て行われました.

参考文献

- [1] J. Brizard and T. S. Hahm, Rev. Mod. Phys. **79**, 421 (2007).
- [2] X. Garbet *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 043002 (2010).
- [3] プラズマ・核融合学会編: プラズマシミュレーション (京都大学学術出版会, 2018).
- [4] V. Grandgirard *et al.*, Comput. Phys. Commun. **207**, 35 (2016).
- [5] D. Estève *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 036013 (2018).
- [6] Y. Idomura *et al.*, Comput. Phys. Commun. **179**, 391 (2008).
- [7] Y. Idomura, J. Comput. Phys. **313**, 511 (2016).

- [8] Y. Idomura *et al.*, Phys. Plasmas **28**, 012501 (2021).
- [9] K. Imadera and Y. Kishimoto, Plasma Phys. Control. Fusion **65**, 024003 (2023).
- [10] K. Imadera *et al.*, *29th IAEA Fusion Energy Conference, London* (2023).
- [11] F.L. Hinton and R. D. Hazeltine, Rev. Mod. Phys. **48**, 239 (1976).
- [12] Y. Idomura *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 065029 (2009).
- [13] G. Dif-Pradalier *et al.*, Phys. Rev. E **82**, 025401 (2010).
- [14] W. Wang *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 056005 (2018).
- [15] Y. Idomura, Phys. Plasmas **21**, 022517 (2014).
- [16] D.L. Yu *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 056033 (2016).
- [17] Y. Kishimoto *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, A663 (1998).
- [18] Y. Camenen *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073039 (2011).
- [19] Y. Asahi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 065015 (2019).
- [20] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **29**, 052509 (2022).
- [21] S. Maeyama *et al.*, Nat. Commun. **13**, 3166 (2022).