НАУКА и ОБРАЗОВАНИЕ

Эл № ФС77 - 48211. Государственная регистрация №0421200025. ISSN 1994-0408

электронный научно-технический журнал

Подавление турбулентности линейным профилем скорости в высокотемпературной плазме # 09, сентябрь 2012

DOI: 10.7463/0912.0453605 Карбушев Д. Н., Хвесюк В. И. УДК 533.9

> Россия, МГТУ им. Н.Э. Баумана hnoimahi@yandex.ru khves@power.bmstu.ru

Введение

Основную роль в переносе тепла и частиц в термоядерной плазме играют турбулентные процессы. Вследствие них транспорт энергии и частиц в плазме существенно отличается от предсказаний неоклассической теории, основанной на анализе процессов столкновений частиц друг с другом, как и в классической кинетической теории газов. В итоге, в плазме имеет место существование так называемого аномального транспорта, связанного с флуктуациями плотности, температуры и электрического поля. Очень важно понимание турбулентного состояния плазмы и процессов подавления этой турбулентности, так как возникающие флуктуации напрямую связаны с одним из главных параметров – временем удержания плазмы.

Одной из главных причин, вызывающих турбулентность и аномально большой перенос энергии и частиц плазмы [1, 2], является распространение ионных и электронных температурно-градиентных дрейфовых электростатических (ITG и ETG) волн. Причиной возникновения этих типов волн служит наличие градиентов плотности и температуры в плазме. Обнаружилась эта связь благодаря тому, что локальные характеристики турбулентного состояния, такие как частоты и размеры возмущений, совпадают с частотами и длинами ITG волн. Появились новые вопросы, а также возник термин «дрейфовая турбулентность» [3].

В связи с открытием в 1982 году [4] перехода от режима слабого удержания плазмы (L-режим) к сильному (H-режим), появилось множество экспериментальных и теоретических работ по исследованию образования внутреннего транспортного барьера (ITB). Это узкая область, внутри которой возникает сильное неоднородное радиальное электрическое поле (шир), впервые изученное в работах [5, 6]. Вследствие этого устанавливаются такие же сильные и неоднородные полоидальные потоки плазмы (шир скорости), которые, в свою очередь, ведут к резкому подавлению турбулентности, то есть к существенному уменьшению величин флуктуаций плотности и температуры. В итоге, существенно уменьшается турбулентный транспорт, и поэтому такое горение плазмы названо H-режимом.

На данный момент представлены две теоретические модели по исследованию Н-режима. Первая из них, показанная в работах [7, 8], изучает траекторию относительного движения двух жидкостных элементов. Далее она развивается в работе [9]. Текущие исследования показывают уменьшение флуктуаций плотности из-за наличия шира электрического поля в зависимости только от времени декорреляции и спектра волн. Вторая модель, представленная в работах [10, 11], изучает турбулентные вихри, искажающие свою форму под действием шира скорости и, как следствие, приводящие к уменьшению флуктуаций плотности.

В указанных выше моделях можно усмотреть некоторое противоречие: сначала говорится о турбулентном вихре или двух элементах жидкостях, а затем при формулировании уравнений используются параметры, характеризующие волну в плазме. Также не существует никаких доказательств существования вихрей в плазме.

С появлением нового способа экспериментального наблюдения флуктуаций плотности, выявляется новая двумерная картина распределения их возмущений. Так в работе [12] (см. также <u>http://fusion.gat.com/diii-d/BESMovies</u>) используется метод спектроскопии лучевой эмиссии, с помощью которого можно усмотреть три интересных факта. Во-первых, наблюдаемые флуктуации плотности имеют примерно одинаковые размеры и хорошо упорядочены. В частности, наблюдается попеременное появление участков с положительными и отрицательными

значениями отклонений от невозмущённой плотности. Во-вторых, обнаружено движение этих флуктуаций в полоидальном направлении со скоростью, равной фазовой скорости дрейфовой волны. В-третьих, при переходе от L-режима к Нрежиму дрейфовая волна продолжает существовать, уменьшает свою амплитуду и не изменяет свою длину. Поэтому в данной работе рассматривается именно воздействие неоднородной скорости на дрейфовую волну, а не на вихри.

1. Анализ свойств дрейфовых волн

Для того, чтобы решить задачу исследования поведения дрейфовых волн при наличии шира скорости и при условии конечности амплитуды, необходимо, прежде всего, перейти к более подробному анализу свойств дрейфовых волн. Имеется в виду переход от существующего линейного приближения предельно малых амплитуд к анализу дрейфовых волн в приближении конечных амплитуд. Дело в том, что переход к учёту конечности амплитуды волны позволяет установить влияние на амплитуду волны внешних факторов, таких как, например, шир скорости, а также определить нелинейные свойства волны.

Рассмотрим две особенности дрейфовых волн, которые, в первую очередь, необходимо учитывать с точки зрения анализируемой здесь задачи.

Первой из этих особенностей является то, что дрейфовые волны формируются и развиваются при наличии градиентов плотности и температур, направление которых перпендикулярно направлению распространения волны. Это ведёт к возникновению периодической неоднородности плотности и температуры вдоль направления распространения волны. В приближении конечной амплитуды учёт этих неоднородностей может приводить к тому, что их характеристики сравниваются ПО порядку величины С заданными макроскопическими неоднородностями плазмы. Последнее должно иметь своим следствием нарушение условий применимости линейного приближения, используемого при решении системы уравнений Власова – Пуассона. Таким образом, в рассматриваемом приближении добавляется важный фактор, который необходимо учитывать, – гармоническое изменение плотности плазмы и температуры вдоль распространения

волны (здесь рассматривается только перпендикулярная по отношению к внешнему магнитному полю составляющая дрейфовой волны).

Второй особенностью является принципиальная необходимость учёта экспоненциального нарастания амплитуды ITG волн. Это связано с тем, что частота и инкремент нарастания таких волн близки по величине, и, более того, в ряде случаев инкремент нарастания волны оказывается больше её частоты. До сих пор изучались либо устойчивые, либо слабо затухающие волны, нелинейную динамику которых можно было рассматривать в приближении постоянной амплитуды.

Дальнейший анализ проводится в предположении, что частота ω , длина λ и инкремент нарастания γ волны остаются постоянными и равны значениям, полученным из решения задачи, рассматривающей дрейфовые волны в линейном приближении. При анализе нелинейных волн предположение о постоянстве этих величин является обычным, за исключением инкремента.

Постоянство величины *у* неизбежно приводит к тому, что волна должна распасться по достижении некоторого значения амплитуды.

Следует отметить, что существует большое число работ, в которых рассматриваются процессы насыщения нелинейных волн, соответствующие условиям, при которых величина *у* уменьшается со временем, достигая нуля при некотором значении амплитуды волны. Здесь этот вариант не рассматривается.

Итак, в дальнейшем учитывается конечность амплитуды волны, её экспоненциальный рост со временем и неоднородность плотности плазмы, электронной и ионной температур вдоль направления распространения волны. Именно этот эффект - локальная продольная неоднородность гидродинамических параметров в условиях отсутствия вызвавшей эти неоднородности волны рассматривается ниже как результат воздействия дрейфовой волны на плазму.

Таким образом, наблюдаемая турбулентность плазмы представляется в циклическом зарождении волны, росте амплитуды и последующем распаде. Флуктуации плотности плазмы определяются напрямую через конечную амплитуду волны, зафиксированную в момент распада, согласно поставленному условию, а наличие шира скорости, как будет показано ниже, приводит к уменьшению конечной амплитуды.

2. Гидродинамический метод

На рис. 1 представлена выбранная система координат, связанная с дрейфовой волной. Одиночная дрейфовая волна с волновым числом k_y распространяется вдоль оси *Oy* (полоидальное направление) в плоском слое плазмы, параллельном *xOy*. Плазма находится в однородном магнитном поле B_0 , направленном по оси *Oz* (тороидальное направление), и имеет постоянные вдоль оси *Ox* градиенты плотности (dn_0/dx), электронной (dT_{e0}/dx) и ионной (dT_{i0}/dx) температур.



Рис. 1 – Положение волны в пространстве

Шир скорости представляет из себя профиль скорости в направлении оси *Оу*, заданный через уравнение (*С* – некоторая константа, шир)

$$v_y = Cx. \tag{1}$$

Принято, что в начальный момент времени зарождается невозмущённая волна. В задаче применяется метод Лагранжа. Волна разбивается на элементы, положение в плоскости которых задаёт все исследуемые параметры плазмы. В начальный момент времени с равномерным шагом по оси *Оу* выбираются элементы, лежащие на линии, удовлетворяющей уравнению невозмущённой волны (*b* – начальная амплитуда)

$$x = b \cdot \sin(k_v y). \tag{2}$$

В модели положено постоянство заданного градиента плотности (dn_0/dx) во времени. Данное допущение позволяет определить полную плотность n около выбранного элемента с координатой x по следующему уравнению

$$n = n_0 + (dn_0/dx) \cdot x. \tag{3}$$

Тогда наблюдаемые в экспериментах флуктуации плотности неизменно будут соответствовать амплитуде волны и в любой момент времени связаны с положением волны по формуле

$$\delta n = -(dn_0/dx) \cdot x. \tag{4}$$

Для определения новых координат выбранных элементов волны через малый шаг времени недостаточно только знания скоростей v_x по оси Ox. Данную скорость предложено определять с помощью формулы Больцмана

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{q\,\varphi}{k_B T_i}\right). \tag{5}$$

Здесь n_0 – невозмущённая плотность, q – заряд иона, φ – электрический потенциал в точке, k_B – постоянная Больцмана, T_i – температура ионов.

Распределение скорости v_x определяется через электрическое поле E_y , которое в свою очередь связано с электрическим потенциалом φ :

$$v_x = \frac{E_y}{B_0} = -\frac{1}{B_0} \frac{\partial \varphi}{\partial y}$$
(6)

В итоге, через малый шаг времени Δ*t* координаты элементов, характеризующих форму волны, с учётом инкремента нарастания изменятся следующим образом:

$$\begin{aligned} x\big|_{t+\Delta t} &= x\big|_{t} e^{\gamma \Delta t} + v_{x} \Delta t, \\ y\big|_{t+\Delta t} &= y\big|_{t} + v_{y} \Delta t. \end{aligned}$$
(7)

Вычислительная схема сводится к следующему циклу по определению положений на плоскости xOy выбранных элементов волны. В начальный момент времени невозмущённая гармоническая волна разбивается на элементы. После, согласно начальному условию (2), задаются координаты x и y всех элементов. Далее определяется распределение плотности n на плоскости xOy по выражению (3). Затем из формулы Больцмана (5) вычисляется распределение электрического потенциала φ . Скорость v_x выбранных элементов задаётся по уравнению (6), а скорость v_y – по (1). Через малый шаг времени Δt согласно выражению (7) определяются новые положения элементов волны, и цикл становится замкнутым. На основе приведённой схемы разработана компьютерная программа. С помощью неё можно определить положение элементов волны и, следовательно, распределения плотности n и её флуктуации δn (по выражению (4)) в любой момент времени.

Если положить $\gamma = 0$, то волна будет обладать постоянной амплитудой и координаты элементов волны должны удовлетворять уравнению

$$x = b \cdot \sin(\omega t + k_y y).$$

С одной стороны скорость v_x должна изменяться так, чтобы координата x выбранного элемента волны удовлетворяла последнему уравнению, но с другой стороны скорость v_x должна удовлетворять выражению (6). Это возможно только тогда, когда частота будет связана выражением

$$\omega = \frac{k_y k_B T_i}{n_0 q B_0} \left(\frac{dn_0}{dx}\right)$$

Рассматриваемая задача зависит только от рассмотренных параметров плазмы и таких характеристик волны, как инкремент нарастания, частота и длина волны. Развитие волны полностью определяется только начальным состоянием. На рис. 2 с помощью компьютерной программы показано искажённое состояние формы волны из-за наличия возмущающего фактора шира скорости.



Рис. 2 – Искажённая форма волны

3. Результаты

При исследовании дрейфовой волны с учётом конечности амплитуды при помощи компьютерной программы выявлено, что с течением времени рост амплитуды волны приводит к сильной локальной продольной неоднородности плазмы, выраженной в сильном нарастании значения градиента плотности (dn/dy), сравнимого с заданным значением (dn_0/dx) . В модели положено, что именно это и приводит к разрушению волны. В модели предполагается, что наблюдаемые в экспериментах флуктуации плотности соответствуют тем флуктуациям, которые определяются в момент разрушения волны согласно условию распада. Принято два критерия распада. Первый заключается в том, что в момент распада устанавливается равенство среднего по длине волны значения продольного градиента (dn/dy) с заданным градиентом (dn_0/dx) ; второй – в ограничении максимального локального значения продольного градиента, связанного с опрокидыванием волны.

При рассмотрении первого критерия установлено, что при больших значениях шира C возникают настолько большие значения продольного градиента концентрации (dn/dy), что нарушается условие применимости формулы Больцмана, так как величина скорости v_x становится предельно большой. Тогда в действие приходит второй критерий распада.

При решении задачи установлено, что при отсутствии шира скорости конечная амплитуда зависит только от значения длины волны λ и прямо

пропорциональна ей. При наличии шира скорости влияние всех параметров на конечную амплитуду выражается следующим образом:

а) выбор значения начальной амплитуды не влияет на конечную, при условии, что $b < 0,1\lambda$,

б) конечная амплитуда прямо пропорциональна длине волны,

в) чем больше значение инкремента нарастания γ, тем больше конечная амплитуда, поэтому положительного влияния шира скорости меньше,

г) частота волны *ω* влияет слабо, при наблюдаемом экспериментально диапазоне частот конечная амплитуда меняется в пределах 20 %.

Также обнаружилась следующая интересная закономерность: существует предельное значение шира *C*, при котором отсутствует его влияние.

На рис. 3 представлено влияние шира скорости на флуктуации концентрации плазмы. Здесь величина Θ – отношение квадрата среднего по времени (по длине волны) значения флуктуаций концентрации В случае без И С широм: $\Theta = \langle \delta n \rangle^2 / \langle \delta n_{C=0}^2 \rangle$. Ha рисунке круглыми жирными точками отмечены экспериментальные данные, взятые из работы [13]. Тонкая кривая получена по теоретической модели авторов Zhang Y.Z. и Mahajan S.M. [9]. Толстая линия предложенной В статье теоретической модели с получена по помощью компьютерной программы. При расчёте использовались типовые значения частоты и инкремента нарастания: $\omega \approx \gamma \approx 10^6 \text{ c}^{-1}$.



Рис. 3 – Сравнение результатов

Заключение

Предложенная преимуществ сравнении модель имеет ряд В С существующими в настоящее время. Во-первых, она отличается физической ясностью впервые раскрывает механизм возникновения флуктуаций И И особенностей их подавления. Это позволило впервые определить теоретически абсолютные величины флуктуаций гидродинамических величин (плотности плазмы, электронной ионной температур). Во-вторых, существующая И модель предоставляет результаты по относительным величинам флуктуаций, в то время как в экспериментах наблюдают абсолютные величины. С помощью приведённой модели оцениваются именно абсолютные значения величин флуктуаций плотности, что позволяет провести корректно сравнение теории и эксперимента. В-третьих, влияние изучено характер подавления флуктуаций величин, впервые на характеризующих дрейфовую волну. В-четвёртых, авторами разработан новый и весьма эффективный метод по исследованию неустойчивой дрейфовой волны с учётом конечности амплитуды, обладающий небольшой универсальностью И перспективами по дальнейшему изучению состояния турбулентности плазмы.

Список литературы

1. Conway G.D. Turbulence measurements in fusion plasmas // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2008. – V. 50, no. 12. – P. 124026. . <u>DOI:10.1088/0741-3335/50/12/124026</u>

2. Chapter 2: Plasma confinement and transport / E.J. Doyle, W.A. Houlberg, Y. Kamada, V. Mukhovatov, T.H. Osborne, A. Polevoi, G. Bateman, J.W. Connor, J.G. Cordey, T. Fujita, X. Garbet, T.S. Hahm, L.D. Horton, A.E. Hubbard, F. Imbeaux, F.Jenko, J.E. Kinsey, Y. Kishimoto, J. Li, T.C. Luce, Y. Martin, M. Ossipenko, V. Parail, A. Peeters, T.L. Rhodes, J.E. Rice, C.M. Roach, V. Rozhansky, F. Ryter, G. Saibene1, R. Sartori, A.C.C. Sips, J.A. Snipes, M. Sugihara, E.J. Synakowski, H. Takenaga, T. Takizuka, K. Thomsen, M.R. Wade, H.R. Wilson, ITPA Transport Physics Topical Group, ITPA Confinement Database, Modelling Topical Group, ITPA Pedestal, Edge Topical Group // Nucl. Fusion. – 2007. – Vol. 47. – P. 18-127. doi:10.1088/0029-5515/47/6/S02

3. Tynan G.R., Fujisawa A., McKee G. A review of experimental drift turbulence studies // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2009 – Vol. 51, no. 11. – P. 11301. doi:10.1088/0741-3335/51/11/113001

4. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak / F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G.V. Gierke, G. Haas, M. Huang*, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G.G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K.H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer, Z. Yü // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 49, no. 19. – P. 1408-1411. DOI:10.1103/PhysRevLett.49.1408

5. Groebner R.J., Burrell K.H., Seraydarian R.P. Role of edge electric field and poloidal rotation in the L-H transition // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol. 64. – P. 3015-3018. DOI: 10.1103/PhysRevLett.64.3015

6. Ida K., Hidekuma S., Miura Y., Fujita T., Mori M., Hoshino K., Suzuki N., Yamauchi T., JFT-2M Group. Edge electric-field profiles of H-mode plasmas in the JFT-2M tokamak // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol. 65. – P. 1364-1367. DOI: 10.1103/PhysRevLett.65.1364

7. Biglari H., Diamond P.H., Terry P.W. Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence // Phys. Fluids B. – 1990. – Vol. 2, no. 1. – P. 1. http://dx.doi.org/10.1063/1.859529

8. Shaing K.C., Crume E.C. Jr, Houlberg W.A. Bifurcation of poloidal rotation and suppression of turbulent fluctuations: A model for L-H transition in tokamaks //

Phys. Fluids B.- 1990. – Vol. 2, no. 6. – P. 1492-1498. http://dx.doi.org/10.1063/1.859473

9. Zhang Y.Z., Mahajan S.M. Edge turbulence scaling with shear flow // Phys. Fluids B. – 1992. – Vol. 4, no. 6. – P. 1385. <u>http://dx.doi.org/10.1063/1.860095</u>

10. Itoh K., Itoh S.-I. The role of the electric field in confinement // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1996. – Vol. 38. – P. 1. <u>doi:10.1088/0741-3335/38/1/001</u>

11. Diamond P.H., Hasegawa A., Mima K. Vorticity dynamics, drift wave turbulence, and zonal flows: a look back and a look ahead // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2011. – Vol. 53. – P. 124001. doi:10.1088/0741-3335/53/12/124001

12. Plasma Turbulence Imaging via Beam Emission Spectroscopy in the Core of the DIII-D Tokamak / G.R. McKee, R.J. Fonck, D.K. Gupta, D.J. Schlossberg, M.W. Shafer, R.L. Boivin, W. Solomon // Plasma Fusion Res. – 2007. – Vol. 2. – P. S1025.

13. Scaling of plasma turbulence suppression with velocity shear / J.A. Boedo, D.S. Gray, P.W. Terry, S. Jachmich, G.R. Tynan, R.W. Conn, TEXTOR-94 Team // Nucl. Fusion. – 2002. – Vol. 42. – P. 117. doi:10.1088/0029-5515/42/2/301

SCIENCE and EDUCATION

EL Nº FS77 - 48211. Nº0421200025. ISSN 1994-0408

electronic scientific and technical journal

Suppression of turbulence with linear velocity profile in high-temperature plasma # 09. September 2012

DOI: 10.7463/0912.0453605 Karbyshev D.N., Hvesyuk V.I.

> Russia, Bauman Moscow State Technical University <u>hnoimahi@yandex.ru</u> <u>khves@power.bmstu.ru</u>

The experiment showed effects of growth and destruction of drift waves which are directly responsible for plasma turbulence. As at the linear approximation of such waves the oscillation amplitude in the plasma is assumed to be small; it is impossible to to assess its value. The paper takes into account the amplitude finiteness of the drift wave and considers qualitatively the drift wave instability dynamics at nonlinear approximation. On the basis of this analysis it is shown that the presence of a linear velocity profile leads to wave breaking and suppression of turbulence. The authors obtained different characteristics depending on the nonlinear factor, increment of growth, wavelength, and initial amplitude.

Publications with keywords:<u>drift wave</u>, <u>drift turbulence</u>, <u>velocity shear</u>, <u>wave overturn</u>, <u>density</u> <u>fluctuations</u>, <u>high temperature plasma</u> **Publications with words:**<u>drift wave</u>, <u>drift turbulence</u>, <u>velocity shear</u>, <u>wave overturn</u>, <u>density fluctuations</u>, <u>high temperature plasma</u>

References

1. Conway G.D. Turbulence measurements in fusion plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008, vol. 50, no. 12, p.124026. DOI:10.1088/0741-3335/50/12/124026

2. Doyle E.J., Houlberg W.A., Kamada Y., Mukhovatov V., Osborne T.H., Polevoi A., Bateman G., Connor J.W., Cordey J.G., Fujita T., Garbet X., Hahm T.S., Horton L.D., Hubbard A.E., Imbeaux F., Jenko F., Kinsey J.E., Kishimoto Y., Li J., Luce T.C., Martin Y., Ossipenko M., Parail V., Peeters A., Rhodes T.L., Rice J.E., Roach C.M., Rozhansky V., Ryter F., Saibene G., Sartori R., Sips A.C.C., Snipes J.A., Sugihara M., Synakowski E.J., Takenaga H., Takizuk T., Thomsen K., Wade M.R., Wilson H.R., ITPA Confinement Database And Modelling Topical Group, ITPA Pedestal And Edge Topical Group. Chapter 2: Plasma confinement and transport. *Nuclear Fusion*, 2007, vol. 47, pp. 18-127. doi:10.1088/0029-5515/47/6/S02

3. Tynan G.R., Fujisawa A., McKee G. A review of experimental drift turbulence studies. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, vol. 51, no. 11, p. 11301. <u>doi:10.1088/0741-3335/51/11/113001</u>

4. Wagner F., G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G.V. Gierke, G. Haas, M. Huang*, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G.G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K.H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer, Z. Yü. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 49, no. 19, pp. 1408-1411. DOI:10.1103/PhysRevLett.49.1408

5. Groebner R.J., Burrell K.H., Seraydarian R.P. Role of edge electric field and poloidal rotation in the L-H transition. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, vol. 64, pp. 3015-3018. DOI: 10.1103/PhysRevLett.64.3015

6. Ida K., Hidekuma S., Miura Y., Fujita T., Mori M., Hoshino K., Suzuki N., Yamauchi T., JFT-2M Group. Edge electric-field profiles of H-mode plasmas in the JFT-2M tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, vol. 65, pp. 1364-1367. DOI: 10.1103/PhysRevLett.65.1364

7. Biglari H., Diamond P.H., Terry P.W. Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence. *Phys. Fluids B*, 1990, vol. 2, no. 1, p. 1. <u>http://dx.doi.org/10.1063/1.859529</u>

8. Shaing K.C., Crume E.C. Jr, Houlberg W.A. Bifurcation of poloidal rotation and suppression of turbulent fluctuations: A model for L-H transition in. *Phys. Fluids B*, 1990, vol. 2, no. 6, pp. 1492-1498. <u>http://dx.doi.org/10.1063/1.859473</u>

9. Zhang Y.Z., Mahajan S.M. Edge turbulence scaling with shear flow. *Phys. Fluids B*, 1992, vol. 4, no. 6, p. 1385. <u>http://dx.doi.org/10.1063/1.860095</u>

10. Itoh K., Itoh S.-I. The role of the electric field in confinement. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1996, vol. 38, p. 1. <u>doi:10.1088/0741-3335/38/1/001</u>

11. Diamond P.H., Hasegawa A., Mima K. Vorticity dynamics, drift wave turbulence, and zonal flows: a look back and a look ahead. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2011, vol. 53, p. 124001. doi:10.1088/0741-3335/53/12/124001

12. McKee G.R., Fonck R.J., Gupta D.K., Schlossberg D.J., Shafer M.W., Boivin R.L., Solomon W. Plasma Turbulence Imaging via Beam Emission Spectroscopy in the Core of the DIII-D Tokamak. *Plasma Fusion Res.*, 2007, vol. 2, p. S1025.

13. Boedo J.A., Gray D.S., Terry P.W., Jachmich S., Tynan G.R., Conn R.W., TEXTOR-94 Team. Scaling of plasma turbulence suppression with velocity shear. *Nuclear Fusion*, 2002, vol. 42, p. 117. doi:10.1088/0029-5515/42/2/301