НАУКА и ОБРАЗОВАНИЕ

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

электронный научно-технический журнал

Возбуждение турбулентных флуктуаций дрейфовой волной в потоках плазмы с неоднородной скоростью

09, сентябрь 2013 DOI: 10.7463/0913.0620533 Хвесюк В. И., Карбушев Д. Н. УДК 533.9

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

Введение

Одной из ключевых проблем термоядерных исследований является изучение процессов подавления дрейфовой турбулентности. Эти явления возникают при наличии плазменного потока с линейно распределённой поперёк него скоростью (так называемые течения с широм скорости, то есть с отличным от нуля значением производной скорости потока v_v по координате *x*: $C = dv_y/dx \neq 0$). Решению различных аспектов этой проблемы посвяшено большое количество экспериментальных и теоретических исследований [1-15]. Основой существующих теоретических моделей является положение, что следствием воздействия потока с неоднородной скоростью является радиальная декорреляция возмущений крупного размера, возникших до начала действия шира [8-11], то есть уменьшение размеров возмущений. В отсутствие потоков с неоднородной скоростью подобный распад крупных возмущений не происходит. Принципиально важно, что, в конечном счёте, декорреляция ведёт к уменьшению флуктуаций, а также потоков энергии и частиц из плазмы [8-11].

В принципе, возможны другие причины наблюдаемого резкого уменьшения флуктуаций в плазме. Например, автор [12] допускает в качестве возможной причины уменьшения флуктуаций препятствие формированию больших возмущений плазмы. Такой механизм возможен, например, в случае дрейфовой турбулентности, когда возмущения плазмы формируются дрейфовой волной конечной амплитуды. Тогда, если шир скорости отсутствует, возмущения могут возникать в результате распада волны по определённого значения её амплитуды. достижении которая быстро нарастает в силу неустойчивости. Воздействие шира скорости может приводить к распаду волны при меньших значениях амплитуды и таким образом обеспечивать формирование флуктуаций меньшей величины, чем в отсутствие шира. Именно такой механизм подавления флуктуаций плазмы анализируется в данной работе.

Однако до настоящего времени теоретические исследования не включают в рассмотрение процессы формирования турбулентных возмущений под действием дрейфовой волны конечной амплитуды в потоках плазмы с переменной скоростью. Именно дрейфовые волны создают первоначальные возмущения, которые затем могут претерпевать различные изменения, в зависимости от конкретных условий (наличия или отсутствия шира скорости, немонотонности коэффициента запаса устойчивости q в зависимости от радиуса, и др.).

Неучёт процессов формирования турбулентных возмущений приводит к тому, что начальные их характеристики неизвестны, и анализ проводится в [9-11]: относительных величинах рассчитываются отношения среднеквадратичных флуктуаций при определённом значении шира к флуктуациям с нулевым значением шира. Предложенная ниже версия формирования турбулентных возмущений позволяет оценить первоначальные величины флуктуаций гидродинамических величин в зависимости от шира скорости и инкремента нарастания дрейфовой волны. Предполагается, что результаты такого рода исследований могут служить начальными данными для изучения дальнейшей эволюции турбулентных возмущений, начатых в работах [8-11].

Следует заметить, что в классической теории турбулентности газов и жидкостей большое внимание уделяется теоретическим И экспериментальным исследованиям процессов возникновения турбулентности [16, 17]. Известно, что классическая турбулентность возникает вследствие неустойчивости ламинарных течений жидкости при определённых условиях. В плазме роль возбудителя турбулентности играют неустойчивые дрейфовые волны. Возможны и другие причины [18]. Однако это – очень сложная нелинейная задача. Поэтому речь может идти только о качественном изучении проблемы. Ниже мы исходим из следующих представлений.

1) Локальные турбулентные возмущения возбуждаются дрейфовой волной (речь идёт о дрейфовой турбулентности). 2) Сначала возникает волна с исчезающее малой амплитудой (линейное приближение), затем амплитуда нарастает, в силу неустойчивости. 3) Возрастание амплитуды ведёт к росту локальных неоднородностей плотности и температур плазмы, создаваемых волной. 4) Со своей стороны, возникающие неоднородности изменяют условия, в которых существует волна, что приводит к невозможности дальнейшего её существования. 5) Новые условия приводят к распаду волны на отдельные, не связанные друг с другом возмущения - флуктуации 6) Последняя стадия, плотности и температуры. которая здесь не рассматривается – эволюция возмущений с последующим их исчезновением.

Физическая модель

В данной работе изучаются процессы возникновения локальных возмущений плотностей и температур плазмы в результате воздействия на неё неустойчивой дрейфовой волны конечной амплитуды. Особенностью данной задачи, вытекающей из природы рассматриваемых процессов, является необходимость одновременного учёта неустойчивости волны, то есть её экспоненциального роста, и внешнего воздействия, приводящего к её распаду. Предполагается, что, по достижении нарастающей волной некоторого состояния, несовместимого с её дальнейшим существованием, должен произойти распад волны на отдельные, не связанные друг с другом локальные возмущения. Эти возмущения и являются первоначальными турбулентными флуктуациями.

Следует заметить, что явления, подобные действию шира скорости на дрейфовые волны, давно исследуются в рамках классической гидродинамики в приближении постоянства амплитуды [20, 21]. Соответствующие явления возникают при учёте конечной амплитуды волн. Они связаны не с воздействием внешнего потока, а с присущей волне зависимостью скорости от величины локального возмущения [20]. Это, например, волны, распространяющиеся в мелкой воде, испытывающие трение со стороны дна [20], и звуковые волны конечной амплитуды в идеальном газе, в котором скорость звука зависит от плотности [20, 21]. Известно, что решение указанных задач предсказывает опрокидывание волн вследствие нелинейных процессов, развивающихся из-за неоднородности скорости волны.

К сожалению, существующая математическая теория нелинейных волн [22] не может быть использована для изучения динамики дрейфовых волн конечной амплитуды. Это связано с тем, что дрейфовая волна – значительно более сложный объект по сравнению с изученными в настоящее время типами волн. Существует четыре важных отличия дрейфовых волн, которые в совокупности не рассматриваются в теории нелинейных волн. Во-первых, инкремент нарастания дрейфовых волн – порядка частоты волны. Это является причиной, почему наблюдаемая дрейфовая турбулентность является сильной, что подтверждается экспериментальными данными [15]. Поэтому принципиально важно учитывать экспоненциальное нарастание амплитуды этих волн. Во-вторых, условием существования дрейфовых волн является неоднородность параметров плазмы, в то время как теория нелинейных волн обычно предполагает распространение их в однородной среде. Так как исходные градиенты плотности и температур плазмы направлены почти нормально к направлению распространения дрейфовой волны, а волна является поперечной, неоднородность возмущённой волной плазмы оказывается двумерной в приближении конечной амплитуды волны. Втретьих, до сих пор не рассматривались ситуации, когда одновременно волна является неустойчивой и подвергается действию сдвигового течения. Четвёртым отличием является то, что в гидродинамическом приближении переменная скорость воздействия на волну определяется величиной возмущения, в то время как в рассматриваемом здесь случае распределение скорости, воздействующей на волну, задаётся извне.

Указанные особенности существенно усложняют задачу исследования дрейфовых волн конечной амплитуды, исключают её решение с помощью существующих в настоящее время аналитических методов. Поэтому представленное ниже исследование является численным, но даже при этом, в силу сложности задачи, носит качественный характер. С другой стороны, учёт этих особенностей, даже в рамках сильно упрощенной постановки задачи, позволяет установить картину возникновения турбулентности в плазме, которая не противоречит экспериментально наблюдаемым явлениям. Действительно, вследствие распространения компоненты дрейфовой волны нормально к градиентам плотностей и температур плазмы возникают периодические в пространстве и времени колебания плотности δn , электронной и ионной температур δT_e , δT_i . Благодаря выполнению условия, заключающегося в приблизительном равенстве инкремента нарастания волны γ и её частоты ω ($\gamma \approx \omega$), эти колебания быстро нарастают. Наличие этих колебаний внутри потока плазмы с достаточно большим значением радиального шира распространяющегося в полоидальном направлении потока должно приводить к деформации и возможному распаду волны.

Качественно можно объяснить обнаруженное экспериментально [3-7] уменьшение величины флуктуаций с ростом шира скорости. Увеличение шира скорости ведёт к более быстрой деформации волны, а это значит, что опрокидывание должно наступать при меньшем значении быстро нарастающей амплитуды волны. Таким образом, возникновение турбулентного состояния согласно предлагаемой модели сводится к следующему. Сначала возникает гармоническая волна очень малой амплитуды. Затем амплитуда начинает возрастать и одновременно под действием потока плазмы с широм скорости происходит искажение формы волны. Завершается цикл её распадом на отдельные локальные возмущения, не связанные друг с другом.

Пример очень близкой картины возникновения турбулентности по модели, отношению к обсуждаемой В данной работе, наблюдался подогреваемой экспериментально В жидкости, то есть, аналогично рассматриваемой задаче, в поперечном относительно волны направлении имелся градиент плотности и температуры [17]. Изучался поток жидкости вдоль пластинки. Интерференционный метод позволял фиксировать линии постоянной температуры (изотермы). Эти изотермы на начальном участке пластины представляют собой прямые, параллельные её поверхности. Далее возникают синусоидальные возмущения, амплитуда которых растёт. Процесс возникновения турбулентности завершается опрокидыванием волны. В этом сочетание неустойчивости случае имеет место потока жидкости И торможения волны на пластине.

Необходимость исследования процессов воздействия шира скорости на дрейфовую волну заключается в следующем. Во-первых, при решении соответствующей задачи появляется возможность определить численные характеристики турбулентных флуктуаций. Решение этой проблемы является частью классической теории турбулентности [16, 17]. Во-вторых, устанавливается связь между характеристиками начальных флуктуаций и величиной градиента скорости потока, воздействующего на дрейфовую волну, а также характеристиками этой волны. В-третьих, при решении линейной задачи, определяющей величину инкремента нарастания В eë температур зависимости ОТ величин плотности плазмы, И градиентов устанавливается связь соответствующих флуктуаций И локальных параметров плазмы.

Результатом данного исследования являются зависимости начальных значений величин флуктуаций от значений шира скорости и инкремента неустойчивости γ ионной температурно-градиентной (ITG) дрейфовой волны. Хорошо известно, что γ есть функция градиента температуры [23]. Поэтому важен учёт влияния этой величины на конечный результат.

Постановка задачи

Главной задачей данной работы является изучение нарастания локальных неоднородностей в плазме в результате действия шира скорости на экспоненциально нарастающую волну. На рис. 1 схематично представлено расположение волны в пространстве и направления осей координат.

Рассматривается плоский слой плазмы. Используется так называемое локальное приближение [19]. Согласно этому приближению, во всей плазме профиль волны воспроизводится идентично вдоль оси *Ox* по обе стороны от рассматриваемого профиля. Вместе с тем воспроизводятся и величины неоднородностей плотностей и температур, а также направления и величины напряжённости электрического поля. В этих условиях представляется достаточным изучать динамику волн в пределах тонкого слоя плазмы, окружающего профиль волны. В гидродинамике изучение подобных явлений ограничивается изучением динамики профиля волны [20, 21].

Учитывается, что динамика профиля волны определяется следующими факторами:

- дрейфовое движение элементов волны вдоль оси *Ox*, обусловленное наличием скрещенных внешнего магнитного поля и электрического поля волны;

- воздействие на волну шира скорости плазмы вдоль оси Оу;

- экспоненциальный рост волны вдоль оси *Ox*, обусловленный её неустойчивостью.



Рисунок 1 – Пространственное положение профиля волны (исследуемого изогнутого тонкого слоя плазмы) – толстая кривая

Электрическое поле волны определяется неоднородностью плотности плазмы вдоль оси *Оу*.

Математическая модель

Анализ динамики волны под действием шира и распределения внутри неё параметров плазмы осуществляется путём соответствующих построений поверхностей постоянных плотностей и температур. Исходным в начальный момент времени t = 0 является некоторое количество расположенных на равных малых расстояниях h ($h \ll \lambda$) 2N + 1 гармонических волн одинаковой амплитуды b ($b \ll \lambda$):

$$x_n = nh + b\sin(k_y y), -N \le n \le N.$$

Эти кривые описывают начальные положения поверхностей постоянных значений плотностей и температур. Затем учитывается экспоненциальный

рост этих мод с постоянным инкремента γ. При отсутствии шира скорости в силу неустойчивости имеет место гармоническая волна с растущей амплитудой и соответствующим распределением плотности и температуры внутри неё. При воздействии шира скорости происходит искажение гармонического профиля волны. Учитывается воздействие на профиль волны одновременного экспоненциального нарастания амплитуды и смещения микрообъёмов плазмы под действием шира скорости. Шир магнитного поля не учитывается.

Рассматривается бездивергентный вариант развития волны, то есть модель, в которой отсутствуют эффекты локального разрежения или сжатия плазмы. Это соответствует представлениям, что в условиях, когда имеют место дрейфовые движения, плазма должна быть бездивергентной. В таких случаях распределение плотностей и температур внутри волны представляются эквидистантными негармоническими кривыми. Таким образом, расчёт проводится только для одного из 2N + 1 заданных вначале профилей волны, соответствующего x = 0. Остальные профили предполагаются подобными исходному профилю. Это даёт относительно небольшую ошибку только в узкой полосе вблизи x = 0.

В качестве начального условия при t = 0 рассматривается гармоническая волна, имеющая длину λ , инкремент нарастания γ и амплитуду $b \ll \lambda$. Принимается, что в последующие моменты времени λ и γ остаются постоянными. Значения этих величин берутся из линейной теории.

В начальный момент времени *t* = 0 принимается, что на профиле плотность и температура постоянны. Профиль имеет форму гармонической волны

$$\tilde{x}(t=0, y) = b \cdot \sin(k_y y),$$
 (1)

здесь x[~] –координата x профиля волны, переменная вдоль оси *Оу*.

Система координат выбирается так, что на плоскости x = 0 скорость $v_y = 0$, и неоднородный в направлении оси *Ox* шир скорости может быть описан линейным распределением скорости потока

$$v_y = Cx, \tag{2}$$

где C – коэффициент шира скорости, который в других работах (например [3, 5, 11]) иногда обозначается как dv_E/dr или dv_{θ}/dr .

Задача решается в переменных Лагранжа. Расчёт ведётся в пределах одной длины волны. Отрезок $[0, \lambda]$ разбивается на M одинаковых элементов (l = 1, 2, 3, ..., m, ..., M) вдоль оси Oy.

В модели учитывается, что каждый элемент профиля волны имеет две составляющие скорости. Первая составляющая скорости v_y – вдоль оси *Oy*. Это – результат воздействия потока плазмы на волну. Такое воздействие потока ведёт к смещению каждого элемента профиля волны вдоль *Oy*.

Скорость v_x каждого элемента профиля волны вдоль оси Ox имеет две компоненты v_x и $v_x^{(\gamma)}$. Компонента v_x определяется скоростью дрейфа, обусловленной действием перпендикулярных друг к другу собственного электрического поля волны и внешнего магнитного поля, удерживающего плазму. Вторая компонента $v_x^{(\gamma)}$ обусловлена неустойчивостью плазмы, то нарастанием амплитуды профиля есть экспоненциальным волны. вытекающем из линейной теории рассмотрения дрейфовых волн. Это принципиальная особенность рассматриваемой задачи, до сих пор не обсуждавшаяся в исследованиях подобного рода. Проблема заключается в том, что различные элементы профиля волны смещаются друг относительно друга вдоль оси Оу. Необходимо задаться законом экспоненциального нарастания волны для каждого элемента.

Расчет экспоненциального нарастания проводится в предположении, что каждый элемент разбиения профиля волны, имеющий в начальный момент времени значение $y_l(t=0)$ ($y_l = 0 ... \lambda$), в последующие моменты времени увеличивает свою ординату экспоненциально, то есть

 $x^{\sim}(t + \Delta t) = x_{\sim}(t) \exp(\gamma \Delta t)$ (продольное смещение не влияет на закон роста $x^{\sim}[t, y_l(t = 0)])$. Поэтому компонента $v_x^{(\gamma)}$, обусловленная неустойчивостью, определяется с помощью выражения

$$v_x^{(\gamma)} = \gamma \tilde{x}.$$
 (3)

Не трудно убедиться в соответствии выражений для $x^{\sim}(t + \Delta t)$ и $v_x^{(\gamma)}$. Для этого надо экспоненту разложить в ряд вследствие малости $\gamma \Delta t \ll 1$, а производную для $v_x^{(\gamma)}$ линейно аппроксимировать.

Вторая компонента скорости v_x задаётся по известной формуле скорости дрейфа заряженных частиц в скрещенных магнитном и электрическом поле

$$v_x(y,t) = E_z/B_0,$$
 (4)

где *B*₀ – индукция внешнего магнитного поля.

Электрическое поле волны E_{\sim} в данном варианте задачи определяется из формулы Больцмана, связывающей плотность плазмы n с электрическим потенциалом φ :

$$E_{\sim} = -\partial \varphi / \partial y,$$

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

Здесь k_B – константа Больцмана, q – заряд электрона, n_0 – невозмущённая плотность.

Идентичное воспроизведение профиля или локальное приближение означает, что изменение полной плотности в направлении оси Ox в любой момент времени всегда соответствует заданному постоянному градиенту плотности (dn_0/dx), тогда можно записать выражение

$$n(x,y) = n_0 + (x - \tilde{x}(y,t)) \cdot (dn_0/dx),$$
(6)

где n_0 – плотность плазмы на профиле волны, $\tilde{x}(y,t)$ – уравнение линии, определяющей положение профиля в момент времени *t* на плоскости *xOy*.

Скорости определяются по (2), (3) и (4), в (4) подставляется электрическое поле из (5). При этом в формуле (5) экспонента разложена в ряд вследствие малости подэкспоненциальной функции. Выражение (6)

переписывается для отклонения плотности δn , определяемого как разность полной плотности n(x, y) и невозмущённой плотности $n_0(x)$. Окончательно, можно записать полную систему уравнений, по которой решается задача:

$$v_{x}(y,t) = \gamma \tilde{x}(y,t) + \frac{k_{B}T_{e}}{qn_{0}} \frac{\partial \delta n(y,t)}{\partial y},$$
$$v_{y}(y,t) = C\tilde{x}(y,t),$$
$$\delta n(y,t) = -\tilde{x}(y,t) \frac{dn_{0}}{dx}.$$

Знание $\tilde{x}(y,t)$ в любой момент времени позволяет по (6) определить распределение отклонений плотности $\delta n(y,t)$.

Схема вычислений сводится к следующему. Согласно начальному условию (1) задаётся первое положение профиля волны. Далее с помощью численных методов определяется распределение отклонений плотности $\delta n(y,t)$ по (6), с помощью которого находятся все текущие скорости каждого элемента профиля. Полученные скорости задают новое положение элементов волны на плоскости через малый шаг времени Δt , определяя, таким образом, новое положения профиля, $x^{(y,t)}$. На основе приведённой схемы разработана компьютерная программа, с помощью которой можно определить распределение плотности в любой момент времени.

Условие распада волны

Выше указывалось, что возникновение наблюдаемых флуктуаций плотности и температуры в рамках рассматриваемой модели связано с распадом дрейфовой волны в результате достижения ей некоторых критических параметров. Простой анализ показывает, что наиболее быстро в волне с нарастающей амплитудой увеличиваются величины $d(\delta n)/dy$ и $d(\delta T)/dy$ [18]. Именно они должны наиболее быстро достигать критические значения, достигнув которые волна не может дальше развиваться. Наиболее удобно оценивать эти критические условия, исходя из сравнения $d(\delta n)/dy$ и заданного значения градиента плотности dn_0/dy . В случаях, когда шир

скорости отсутствует, принимается, что таким критическим условием является достижение равенства

$$\left|\frac{d(\delta n)}{dy}\right| = \frac{dn_0}{dx} \,. \tag{7}$$

Согласно [15] при выполнении ЭТОГО условия энергия системы исчерпывается, И дальнейшее нарастание волны прекращается. Мы предполагаем, что при выполнении такого рода условия происходит распад волны [18].

Последнее выражение может быть записано в виде

$$\left\langle \left| \frac{d(\delta n)}{dy} \right| \right\rangle = \frac{dn_0}{dx},$$
 (7a)

где () означает усреднение, которое ведётся по всей длине волны.

При наличии высокого значения коэффициента шира скорости может возникать большая ошибка при определении производной $d(\delta n)/dy$. Поэтому представляется естественным в этих случаях при численных расчётах ограничивать максимальные значения производных профиля волны.

Вводится математическое условие распада, согласно которому максимальная производная профиля волны $(|d\delta n/dy|)_{max}$ огранивается десятикратной заданной величине по координате *x*:

$$\left(\left|\frac{d\left(\delta n\right)}{dy}\right|\right)_{\max} = 10\left(\frac{dn_0}{dx}\right).$$
(8)

Физически условия (7), (7а) и (8) означают, что изначально заданные условия возникновения и развития волны существенно нарушаются, и она не может далее существовать.

Желательно иметь решение поставленной задачи во всём диапазоне изменения коэффициента шира скорости, то есть величины $C = dv_y/dx$, от нуля до экспериментально наблюдаемых величин. При стремлении dv_y/dx к нулю, начиная с некоторого значения коэффициента шира, предложенное условие опрокидывания даёт нереально большие значения амплитуды волн, превышающих наблюдаемые величины флуктуаций в условиях отсутствия

шира. В этом диапазоне значений dv_y/dx следует использовать представленное выше условие распада дрейфовой волны, не связанное с действием потока плазмы на волну.

Из сказанного следует, что зависимость амплитуды распада волны, а значит, начальных величин флуктуаций, должна иметь следующий вид. При изменении dv_y/dx от нуля до некоторого значения амплитуда должна быть примерно постоянной, соответствующей условиям отсутствия потока плазмы с широм. Затем – уменьшение амплитуды с ростом dv_y/dx .

Результаты

В результате расчётов получены зависимости усреднённой по длине волны величины возмущённого значения плотности плазмы $\langle \delta n^2 \rangle / \langle \delta n^2 \rangle_{C=0}$ от величины коэффициента шира скорости *C* (рис. 2). Показаны результаты расчётов для трёх значений инкремента нарастания дрейфовой волны γ . Согласно расчётам, вплоть до значений *C* порядка $(1 - 10) \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$, наличие шира не влияет на величины флуктуаций. После этого начинается уменьшение флуктуаций. При этом влияют на относительное значение только инкремент γ и коэффициент *C*. На рис. 2 представлены результаты расчётов по формулам (7а) и (8). Для относительно малых значений *C* расчёт вёлся по (7а). Эта часть представлена сплошной линией. Далее, где (8) даёт меньшие значения, в виде пунктирной линии показаны результаты расчётов по (8).

Следует подчеркнуть, что с ростом *С* амплитуда распадающейся волны уменьшатся. Это говорит о том, что уменьшаются величины флуктуаций плотности плазмы, в соответствии с данными экспериментов и теории.

Каждая кривая на рис. 2 состоит из двух частей. Левая часть (сплошная линия) – результаты расчётов по формуле (7а), то есть в приближении отсутствия воздействия шира на волну. В области больших значений *С* представлены результаты (8), потому что они дают меньшие значения

флуктуаций, чем расчёты по (7а). Аналогично в области малых *С* меньшие значения получаются при расчётах по (7а).



Рисунок 2 – Зависимость относительных возмущений значений плотности от коэффициента шира скорости *С*

Заключение

1) Полученные зависимости состоят из двух областей, отражающих различные явления. Сначала – медленно падающая часть кривой. В этой области возникновение турбулентности не связано с процессами опрокидывания волны. Несмотря на наличие шира скорости, распад дрейфовой волны определяется теми условиями, которые сформулированы ранее применительно к L-моде [18]. Затем – вторая область, где наблюдается уменьшение флуктуаций. Значения коэффициента шира, относящиеся ко второй области, близки к экспериментальным значениям, характерным для

Н-моды [3, 4]. Полученные зависимости качественно похожи на экспериментальные данные [3].

 Согласно представленным здесь результатам уменьшение радиального размера и амплитуды флуктуаций плотности и температур зависимости от величины коэффициента шира скорости.

3) В рамках более широкого, чем предложенного здесь, анализа соответствующих процессов, видимо, можно оценить критическое значение величины коэффициента шира $C = C^*$, при которой происходит переход к H-моде. Речь идёт об аналоге величины $\omega_{E\times B}$, выведенной в работе [24] для общей системы вложенных магнитных поверхностей токамаков. Видимо, подобно [24] должно выполняться условие типа $C^* > \gamma$. Из представленных на рисунках результатов следует, что достижения H-моды величина C^* должна расти с ростом γ . В рассматриваемом здесь случае плоской геометрии магнитного поля достаточно ограничиться величиной коэффициента шира скорости вместо $\omega_{E\times B}$.

4) Необходимо иметь в виду, что расчётные данные, представленные на рис. 2, являются лишь качественными иллюстрациями сложных процессов, протекающих в плазме. В силу ряда причин их нельзя сравнивать с экспериментальными данными количественно. Во-первых, это только начальные возмущения, которые могут изменяться в соответствии с [8-11]. Во-вторых, изменение величины C ведёт к изменению dT_0/dx , а значит, и γ . Более того, предварительные оценки показывают, что с ростом dT_0/dx растут значения флуктуаций. Поэтому возможно, что учёт многообразия соответствующих процессов приведёт к появлению минимума зависимости флуктуаций от шира скорости. Действительно, с одной стороны, рост шира ведёт к уменьшению флуктуаций и длин корреляций. С другой стороны, рост шира ведёт к увеличению dn_0/dx , а это должно замедлять уменьшение указанных величин, что может привести при определённом значении С к их нарастанию.

Проблема возникновения турбулентности очень сложна. Но её решение даже в сильно упрощенном виде позволяет получить оценки абсолютных значений флуктуаций плотности плазмы и температур сразу после распада волны. а также влияния на ЭТИ величины различных величин, характеризующих состояние системы. Это значения температур и плотности плазмы и их градиентов, величина и шир магнитного поля, характеристики волны. Изучение влияния этих величин, во-первых, позволит провести более полное и последовательное сравнение теории и эксперимента, во-вторых, возможно, найти пути более эффективного, чем в настоящее время, подавления потерь энергии и частиц из плазмы, в-третьих, совместное изучение процессов возникновения турбулентных возмущений плазмы и их дальнейшей эволюции позволит получить более полную картину турбулентного состояния плазмы, и, соответственно, более глубокое понимание обсуждаемых процессов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-08-00700-а.

Список литературы

 Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., Engelhardt W., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G. v., Haas G., Huang M., Karger F., Keilhacker M., Klüber O., Kornherr M., Lackner K., Lisitano G., Lister G.G., Mayer H.M., Meisel D., Müller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Röhr H., Schneider F., Siller G., Speth E., Stäbler A., Steuer K.H., Venus G., Vollmer O., Yü Z. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 1408-1412.

 McKee G.R., Petty C.C., Waltz R.E., Fenzi C., Fonck R.J., Kinsey J.E., Luce T.C., Burrell K.H., Baker D.R., Doyle E.J., Garbet X., Moyer R.A., Rettig C.L., Rhodes T.L., Ross D.W., Staebler G.M., Sydora R., Wade M.R. Non-dimensional scaling of turbulence characteristics and turbulent diffusivity // Nucl. Fusion. 2001. Vol. 41. P. 1235-1242.

http://technomag.bmstu.ru/doc/620533.html

3. 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 // Nucl. Fusion. 2002. Vol. 42. P. 117-121.

4. Wagner F., Hirsh M., Hartfuss H.-J., Laqua H.P. Maassbtrg H. H-mode and transport barriers in helical systems // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. Vol. 48.
P. A217-A240.

 Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Urazbaev A.O., Grashin,
 S.A., Eliseev L.G., Melnikov A.V., T-10 team Summary of experimental core turbulence characteristics in ohmic and electron cyclotron resonance heated discharges in T-10 tokamak plasmas // Nucl. Fusion. 2005. Vol. 45. P. S203-S226.
 Conway G.D., Angioni C., Ryter F., Sauter P., Vicente J., ASDEX Upgrade Team Mean and Oscillating Plasma Flows and Turbulence Interactions across the L-H Confinement Transition // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 106. Art. no. 065001 (4 pages).

7. Schmitz L., Holland C., Rhodes T.I., Wang G., Zeng L., White A.E.,

Hillesheim, Peebles W.A., Smith S.P., Prater R., McKee G.P., Yan Z.,

Solomon W.M., Burrel K.H., Holcomb C.T., Doyle E.J., DeBoo J.C., Austin M.E., deGrassie J.S., Petty C.C. Reduced electron thermal transport in low collisionality H-mode plasmas in DIII-D and the importance of TEM/ETG-scale turbulence // Nucl. Fusion. 2012. Vol. 52. Art. no. 023003 (15 pages).

8. Chuich T., Terry P.W., Diamond P.H., Sedlak J.E. Effects of a radial electric field on tokamak edge turbulence // Phys. Fluids. 1986. Vol. 29. P. 231-241.

9. Biglari H., Diamond P.H., Terry P.W. Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence // Phys. Fluids. 1990. Vol. B2. P. 1-4.

10. Shaing K.C., Crume E.C., B.A., Houlberg W.A. Bifurcation of poloidal rotation and suppression of turbulent fluctuations: A model for the L–H transition in tokamaks // Phys. Fluids. 1990. Vol. B2. P. 1492-1498.

Zhang Y.Z., Mahajan S.M. Edge turbulence scaling with shear flow // Phys.
 Fluids. 1992. Vol. B4. P. 1385-1387.

Conway G.D. Turbulence measurements in fusion plasmas // Plasma Phys.
 Control. Fus. 2008. Vol. 50. Art no. 124026 (11 pages).

13. Diamond P.H., Itoh S.-I, Itoh K., Hahm T.S. Zonal flows in plasma – a review // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. Vol. 47. P. R35-R161.

 Tynan G.R., Fujisawa A., McKee G.R. A review of experimental drift turbulence studies // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. Vol. 51. Art. no. 113001 (77 pages).

Horton W. Turbulent transport in magnetized plasmas. World Scientific,
 2012. 400 p.

 Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности: пер. с англ. М.: Иностр. лит-ра, 1955. 200 с.

17. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности: пер. с англ. М.: Иностр. лит-ра, 1962. 204 с.

18. Khvesyuk V.I. Excitement of Local Non-Uniformities in Plasma by Unstable Ion-Temperature-Gradient Waves // J. Fusion Energy. 2012. Vol. 31. P. 273-278.

 Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы: пер. с англ. М.: Мир, 1975. 525 с.

20. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны: пер. с англ. М.: Мир, 1977.638 с.

21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2003. 736 с.

22. Инфельд Э., Роуландс Дж. Нелинейные волны, солитоны и хаос: пер. с англ. М.: Физматлит, 2006. 484 с.

23. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Волны и неустойчивости в
высокотемпературной плазме. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009.
68 с.

24. Hahm T.S., Burrell K.H. Flow shear induced fluctuation suppression in finite aspect ratio shaped tokamak plasma // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. P. 1648-1651.

SCIENCE and EDUCATION

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

electronic scientific and technical journal

Excitement of turbulence fluctuations by a drift wave in plasma flows with non-uniform velocity

09, September 2013

DOI: 10.7463/0913.0620533

Hvesyuk V.I., Karbyshev D.N.

Bauman Moscow State Technical University, 105005, Moscow, Russian Federation
khves@power.bmstu.ru
hnoimahi@yandex.ru

In this work processes of formation of the drift turbulence in plasma with regard to existence condition of H-mode were investigated for the first time. An effect of the drift wave of finite magnitude on plasma was considered. Influence of a poloidal plasma flow with linear velocity distribution $v_y(x) = Cx$ on a drift wave was also taken into account. A model was proposed and a program was developed for calculating the perturbations' characteristics, which occur as a result of the specified influence. Dependencies of average values of plasma density fluctuations on the shear of velocity C and the growth rate of a drift wave γ were also obtained.

Publications with keywords: <u>turbulence</u>, <u>drift waves</u>, <u>plasma fluctuations</u> **Publications with words:** <u>turbulence</u>, <u>drift waves</u>, <u>plasma fluctuations</u>

References

1. Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., Engelhardt W., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G. v., Haas G., Huang M., Karger F., Keilhacker M., Klüber O., Kornherr M., Lackner K., Lisitano G., Lister G.G., Mayer H.M., Meisel D., Müller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Röhr H., Schneider F., Siller G., Speth E., Stäbler A., Steuer K.H., Venus G., Vollmer O., Yü Z. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 49, pp. 1408-1412.

2. McKee G.R., Petty C.C., Waltz R.E., Fenzi C., Fonck R.J., Kinsey J.E., Luce T.C., Burrell K.H., Baker D.R., Doyle E.J., Garbet X., Moyer R.A., Rettig C.L., Rhodes T.L., Ross D.W., Staebler G.M., Sydora R., Wade M.R. Non-dimensional scaling of turbulence characteristics and turbulent diffusivity. *Nucl. Fusion*, 2001, vol. 41, pp. 1235-1242.

3. 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. *Nucl. Fusion*, 2002, vol. 42, pp. 117-121.

4. Wagner F., Hirsh M., Hartfuss H.-J., Laqua H.P. Maassbtrg H. H-mode and transport barriers in helical systems. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2006, vol. 48, pp. A217-A240.

5. Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Urazbaev A.O., Grashin, S.A., Eliseev L.G., Melnikov A.V., T-10 team Summary of experimental core turbulence characteristics in ohmic and electron cyclotron resonance heated discharges in T-10 tokamak plasmas. *Nucl. Fusion*, 2005, vol. 45, pp. S203-S226.

6. Conway G.D., Angioni C., Ryter F., Sauter P., Vicente J., ASDEX Upgrade Team Mean and Oscillating Plasma Flows and Turbulence Interactions across the L-H Confinement Transition. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, vol. 106, art. no. 065001 (4 pages).

7. Schmitz L., Holland C., Rhodes T.I., Wang G., Zeng L., White A.E., Hillesheim, Peebles W.A., Smith S.P., Prater R., McKee G.P., Yan Z., Solomon W.M., Burrel K.H., Holcomb C.T., Doyle E.J., DeBoo J.C., Austin M.E., deGrassie J.S., Petty C.C. Reduced electron thermal transport in low collisionality H-mode plasmas in DIII-D and the importance of TEM/ETG-scale turbulence. *Nucl. Fusion*, 2012, vol. 52, art. no. 023003 (15 pages).

8. Chuich T., Terry P.W., Diamond P.H., Sedlak J.E. Effects of a radial electric field on tokamak edge turbulence. *Phys. Fluids*, 1986, vol. 29, pp. 231-241.

9. Biglari H., Diamond P.H., Terry P.W. Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence. *Phys. Fluids*, 1990, vol. B2, pp. 1-4.

10. Shaing K.C., Crume E.C., B.A., Houlberg W.A. Bifurcation of poloidal rotation and suppression of turbulent fluctuations: A model for the L–H transition in tokamaks. *Phys. Fluids*, 1990, vol. B2, pp. 1492-1498.

11. Zhang Y.Z., Mahajan S.M. Edge turbulence scaling with shear flow. *Phys. Fluids*, 1992, vol. B4, pp. 1385-1387.

12. Conway G.D. Turbulence measurements in fusion plasmas. *Plasma Phys. Control. Fus.*, 2008, vol. 50, art. no. 124026 (11 pages).

13. Diamond P.H., Itoh S.-I, Itoh K., Hahm T.S. Zonal flows in plasma – a review. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2005, vol. 47, pp. R35-R161.

14. Tynan G.R., Fujisawa A., McKee G.R. A review of experimental drift turbulence studies. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2009, vol. 51, art. no. 113001 (77 pages).

15. Horton W. Turbulent transport in magnetized plasmas. World Scientific, 2012. 400 p.

16. Batchelor G.K. *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press, 1953. (Russ. ed.: Batchelor G.K. *Teoriya odnorodnoy turbulentnosti*. Moscow, Inostrannaya literatura, 1955. 200 p.).

17. Schlichting H. *Boundary-layer Theory*. New York, McGraw-Hill, 1955. (Russ. ed.: Schlichting H. *Vozniknovenie turbulentnosti*. Moscow, Inostrannaya literatura, 1962. 204 p.).

18. Khvesyuk V.I. Excitement of Local Non-Uniformities in Plasma by Unstable Ion-Temperature-Gradient Waves. *J. Fusion Energy*, 2012, vol. 31, pp. 273-278.

19. Krall N.A., Trivelpiece A.W. *Principles of Plasma Physics*. NY, McGraw-Hill, 1973. (Russ. ed.: Krall N.A., Trivelpiece A.W. *Osnovy fiziki plazmy*. Moscow, Mir, 1975. 525 p.).

20. Whitham G.B. *Linear and Nonlinear Waves*. NY, Wiley-Interscience, 1974. (Russ. ed.: Whitham G.B. *Lineynye i nelineynye volny*. Moscow, Mir, 1977. 638 p.).

21. Landau L.D., Lifshits E.M. *Gidrodinamika* [Hydrodynamics]. Moscow, Fizmatlit, 2003. 736 p.

22. Infeld E., Rowlands G. *Nonlinear Waves, Solitons and Chaos.* 2nd ed. Cambridge, Cambridge University Press, 2000. (Russ. ed.: Infeld E., Rowlands G. *Nelineynye volny, solitony i khaos.* Moscow, Fizmatlit, 2006. 484 p.).

23. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. *Volny i neustoychivosti v vysokotemperaturnoy plazme* [Waves and instabilities in high-temperature plasma]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2009.
68 p.

24. Hahm T.S., Burrell K.H. Flow shear induced fluctuation suppression in finite aspect ratio shaped tokamak plasma. *Phys. Plasmas*, 1995, vol. 2, pp. 1648-1651.