

НЕЛИНЕЙНОСТЬ ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН И ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПЛАЗМЕ

В.И. Хвесюк

¹Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
Москва, 105005, 2-ая Бауманская ул., 5

Аннотация

В работе на примере электростатических ионных температурно-градиентных волн (ITG) впервые рассмотрены свойства дрейфовых волн конечной амплитуды. Установлена нелинейность волн в таком приближении. Уникальной особенностью этих волн, отличающих их от нелинейных волн, изученных до сих пор типов, является необходимость учёта нестационарности. То есть, в силу их неустойчивости, - экспоненциального нарастания амплитуды во времени.

Рассмотрены процессы воздействия дрейфовых волн конечной амплитуды на плазму. Показано, что такое воздействие вызывает локальные возмущения плазменных параметров. В рассматриваемом здесь приближении это приводит к двум важным следствиям. Во-первых, рост возмущений приводит к нарушению условий существования дрейфовых волн. Это должно приводить к их распаду. Таким образом, отдельные моды должны существовать конечное время, определяемое динамикой нарастания волны и развития в связи с этим локальных возмущений плазмы. Во-вторых, после распада волновых мод возникает состояние плазмы с наличием в ней локальных возмущений, пространственный масштаб которых – порядка длины дрейфовой волны. Это новое состояние плазмы, вызванное действием волны, можно характеризовать как турбулентно подобное. Таким образом, можно говорить о выявлении некоторых черт механизма возникновения турбулентного состояния плазмы под действием дрейфовой неустойчивой волны.

Сформулированы условия, позволяющие оценить величины флуктуаций таких величин, как плотность плазмы, ионная температуры, длины корреляций вдоль градиентов этих параметров, а также времени жизни отдельных мод дрейфовых волн. Выполнены численные оценки, которые сравниваются с экспериментальными данными.

Показаны существенные отличия дрейфовой турбулентности плазмы от классической модели турбулентности Колмогорова, чем объясняются наблюдаемые отличия в спектрах плазмы от спектров турбулентности газов и жидкостей.

NONLINEARITY OF DRIFT WAVES AND THE ONSET OF THE PLASMA TURBULENCE

In this work for electrostatic ITG properties of drift waves of finite amplitude first are considered. It is shown that these waves are nonlinear in such an approach. Unique feature on these waves in comparison with known now nonlinear waves is their non steady state. This important feature is taken into account.

Influence of drift waves of finite amplitude on plasma is considered. It is shown that such influence produces local perturbations of plasma parameters. It leads to two conclusions. Firstly growth of perturbations leads to violation of existence of drift waves. Secondly after break-down of wave modes onsets plasma state with local perturbations that have spatial scale order of wave length drift wave. This new state can be considered like turbulence state.

As results of preceding analysis estimations of fluctuations of density plasma, ion temperature, as well length of correlations and times of existence of drift modes. It is shown obtained numerical data consist of experimental measurements qualitatively.

It is shown that drift turbulence is much different from classical (Kolmogorov) turbulence model. This one point examines distinctions of turbulence spectra between gases and plasmas.

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что транспорт энергии и частиц в термоядерной плазме существенно отличается от предсказаний неоклассической теории, основанной на анализе процессов столкновений частиц друг с другом, как и в классической кинетической теории газов. Основную роль в переносе тепла и частиц в термоядерной плазме играют турбулентные процессы, так называемый аномальный транспорт. Аномальный ионный тепловой поток поперёк магнитного поля, связанный с флуктуациями температур ионов δT_i , плотности плазмы δn , электростатического поля δE , оценивается следующим образом [1]

$$Q_i = \frac{3}{2} \frac{nk_B T_i}{B_i} \left[\frac{\langle \delta T_i \delta E_{\perp} \rangle}{T_i} + \frac{\langle \delta n_i \delta E \rangle}{n_i} \right],$$

где T_i , n_i , B_i – температура ионов, плотность ионов, величина тороидальной компоненты магнитного поля, соответственно. Отсюда следует важность изучения турбулентного состояния плазмы, в частности, оценок величин флуктуаций величин, характеризующих состояние плазмы.

В 1961 году были теоретически открыты неустойчивые ионные температурно-градиентные дрейфовые электростатические волны (ITG) [2,3] в замагниченной высокотемпературной плазме. Позже решение системы уравнений Власова – Пуассона показало существование неустойчивых электронных температурно-градиентных волн (ETG) [4]. Причиной, источником энергии возникновения этих типов волн является наличие в плазме градиентов плотности, ионной и электронной температур.

В дальнейшем экспериментальные исследования показали, что распространение этих волн является одной из причин, вызывающих турбулентность и аномально большой перенос энергии и частиц плазмы [5,6], в связи с чем возник термин «дрейфовая турбулентность» [7]. Обнаружено это было благодаря тому, что локальные характеристики турбулентного состояния, такие как частоты и размеры возмущений совпадают с частотами и длинами ИТГ волн. Выяснение этого обстоятельства вызывает новые вопросы [7]. Одним из них является вопрос, каков механизм воздействия дрейфовых волн на плазму, вызывающий её турбулентность. Знание этих механизмов необходимо для установления картины турбулентного состояния в плазме, что откроет возможности для формулирования новых, более строгих, в сравнении с современными версиями, моделей турбулентности.

Решения подобных задач могут быть получены только при анализе волн конечной амплитуды и только в рамках нелинейного анализа, так как турбулентность связана с существенно нелинейными процессами. Ниже обсуждается взаимодействие электростатических ИТГ волн с плазмой, а также последствия такого взаимодействия. Показано, что анализ таких явлений позволяет выполнить оценки средних величин пространственных масштабов флуктуаций, а также флуктуаций плотности, электронной и ионной температур плазмы и времён существования отдельных мод в зависимости от параметров плазмы, величин магнитного поля.

Сначала рассматриваются особенности ИТГ волн при учёте конечности их амплитуды. В [8 (§101)], на примере звуковых волн, показано, что переход к учёту конечности амплитуды волны позволяет установить её нелинейные свойства, которые не обнаруживаются при анализе в обычном для линейных моделей приближении исчезающе малой амплитуды. В данной работе в приближении конечной амплитуды устанавливается нелинейность дрейфовых волн. Это позволяет оценить их воздействие на плазму и связанную с ним возможность возникновения и развития турбулентных явлений.

Учёт конечной амплитуды волны позволил установить условие её распада. Это, в свою очередь, дало возможность провести оценки таких величин, как средние относительные значения возмущений плотности плазмы и ионной температуры, длины корреляций, времена существования отдельных ИТГ мод. Полученные результаты, несмотря на их весьма приближённый характер, довольно хорошо согласуются с известными экспериментальными данными. В том числе это касается качественного анализа зависимостей указанных величин от координат.

В заключение показано, что плазменная турбулентность существенно отличается от модели классической модели турбулентности Колмогорова.

2. СВОЙСТВА ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Несмотря на многочисленные исследования нелинейных волн различных типов [9–11], анализ показывает, что ИТГ волны представляют собой особый

класс, отличающий их от известных типов нелинейных волн. Это, в свою очередь, приводит к новым эффектам, не встречавшимся до сих пор. Рассмотрим две особенности этих волн, которые в первую очередь необходимо учитывать с точки зрения анализируемой здесь задачи.

Первая из этих особенностей вытекает из того, что дрейфовые волны формируются и развиваются благодаря наличию градиентов концентраций и температур, направление которых перпендикулярно направлению распространения волны. Это ведёт к возникновению периодической неоднородности плотности и температур 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 температур 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 ИТГ волн. Это связано с тем, что действительная частота и инкремент нарастания таких волн близки по абсолютной величине [2,3,4], более того, в ряде случаев инкремент нарастания волны оказывается больше её действительной частоты. До сих пор изучались либо устойчивые, либо слабо затухающие волны, нелинейную динамику которых можно рассматривать в приближении постоянной амплитуды [9–11].

Далее будет показано, что сочетание указанных особенностей нелинейных ИТГ волн приводит к результату, предсказанному Р.З. Сагдеевым: «...экспоненциально растущие возмущения рано или поздно станут настолько велики, что нарушатся условия применимости линейного рассмотрения» [12].

Существуют и другие признаки нелинейности рассматриваемого типа волн, однако, они не имеют отношения к рассматриваемой здесь задаче.

Дальнейший анализ проводится в предположении, что частота ω , длина волны λ и инкремент её нарастания γ волны остаются постоянными, равными значениям, полученным из решения в линейном приближении, в течение всего времени её существования. Это обычное приближение, используемое при анализе нелинейных волн [9–11]. Обычным при анализе нелинейных волн является предположение о постоянстве этих величин, включая $\gamma = 0$. В нашем случае $\gamma > 0$.

Постоянство величины γ неизбежно приводит к тому, что по достижении некоторого значения амплитуды волна должна распасться. Подобное явление наблюдалось экспериментально [13]. В работе [14] экспериментально определены времена существования дрейфовых мод.

Следует отметить, что существует большое количество работ, в которых рассматриваются процессы насыщения нелинейных волн, соответствующие условиям, при которых величина γ 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.

3. АНАЛИЗ ВОЗДЕЙСТВИЯ ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ НА ПЛАЗМУ

В этом разделе, исходя из рассмотренных особенностей дрейфовых волн, вводится условие распада волны, постулируется, какие характеристики определяют наблюдаемые в экспериментах флуктуации n, T_e, T_i , а также пространственные масштабы неоднородности гидродинамических величин (длины корреляции) l_c , представлены простые оценки этих величин.

Ниже используются решения уравнений Власова – Пуассона, полученные в локальном приближении. Рассматривается распространение волны вдоль оси $0y$ в плоском слое плазмы, параллельном yOz . Плазма находится в однородном магнитном поле B_0 , направленном по оси $0z$, и имеет постоянные вдоль оси $0x$ градиенты плотности (dn_0/dx) , электронной (dT_{e0}/dx) , ионной (dT_{i0}/dx) температур. Как известно, ИТГ неустойчивости возникают, когда температурные градиенты превышают градиент концентраций [3]. Для характеристики волны используются безразмерные величины – отношения градиентов соответствующих температур и плотностей плазмы

$$\eta_e = \frac{d(\ln T_{e0})/dx}{d(\ln n_0)/dx}, \quad \eta_i = \frac{d(\ln T_{i0})/dx}{d(\ln n_0)/dx}.$$

Ниже представлены качественные оценки величин, связывающих параметры дрейфовой волны, и результатов возмущений параметров плазмы, вызываемых её действием. Для этого в рассматриваемом приближении необходимо, прежде всего, установить условие распада волны. Это позволяет, прежде всего, оценить максимальное значение амплитуды волны.

Предполагается, что в некоторый момент времени $t = 0$ возникает гармоническая волна конечной, но очень малой амплитуды b , значительно меньшей длины волны λ :

$$b = r\lambda,$$

где $r \ll 1$.

Учитывая постулированное ранее постоянство характеристик волны, можем записать величину возмущённой плотности в любой момент времени (в системе координат, связанной с волной) в виде

$$\delta n(y, t) = \delta n(t = 0) \exp(\gamma t) \sin(k_y y), \quad (1)$$

$k_y = 2\pi/\lambda$ – абсолютная величина волнового вектора.

Зависимость (1) указывает на то, что, вместе с нарастанием во времени абсолютных значений возмущённой плотности частиц, растёт градиент возмущённой плотности, максимальное значение которого в направлении $0y$ в момент времени t равно

$$\frac{d\delta n(y, t)}{dy} = \delta n(t = 0) \exp(\gamma t) k_y. \quad (2)$$

Так как $k_y L_n \gg 1$ ($L_n^{-1} = (1/n_0) dn_0/dx$), величина $\delta n(y, t)/dy$ растёт значительно быстрее, чем возмущённая плотность частиц $\delta n(y, t)$. Со временем в волне может быть достигнуто значение градиента $d\delta n/dy$, сравнимое с заданной величиной градиента невозмущённой плотности (dn_0/dx) .

Но при выполнении приблизительного равенства указанных градиентов существенно нарушаются исходные условия, выполнение которых необходимо для формирования и развития указанной волны. Действительно, условием для возникновения волны является наличие градиента плотности только в направлении $0x$. В результате нарастания амплитуды волны возникает нестационарная структура с периодически изменяющимся градиентом плотности вдоль оси $0y$, сравнимым с заданным градиентом вдоль $0x$. В этих условиях волна не может существовать. Поэтому в качестве приближённого условия распада дрейфовой волны рассматриваемого типа предлагается принять равенство среднего градиента плотности вдоль оси $0y$ заданному градиенту плотности плазмы

$$\left\langle \frac{d\delta n}{dx} \right\rangle \approx \frac{1}{\pi} \delta n(t = 0) \exp(\gamma t) k_y = 2re^{\gamma t} \left(\frac{dn_0}{dx} \right) = \alpha \left(\frac{dn_0}{dx} \right). \quad (3)$$

Здесь α – коэффициент, численно характеризующий условие распада волны. Далее принимаем его равным единице: $\alpha = 1$.

Определим, что мы подразумеваем под термином «распад волны». Здесь имеется в виду, что, начиная с некоторого момента, соответствующего выполнению сформулированного здесь условия распада, электрическое поле не представляет более чётко сформированную гармоническую волну. В результате вместо когерентного образования возникает некоторое новое состояние, которое можно назвать турбулентно подобным состоянием. Оно носит стохастический характер. В нём локальные возмущения не связаны друг с другом, как это имеет место в волне. Кроме того, надо иметь в виду, что турбулентность в замагниченной плазме является двумерной.

Важность получения условия (3) – в том, что оно устанавливает вытекающее из физических соображений ограничение на величину амплитуды волны. Это позволяет оценить δE_{\perp} , а также некоторые важные величины, характеризующие воздействие волны на плазму. Получение таких величин позволяет сравнить оценки с данными экспериментов, а значит, оценить

соответствие предложенного условия реальной физической картине развивающихся процессов.

Прежде всего, из соотношения

$$e^{\gamma\tau} = (2r)^{-1}$$

получаем, что время существования волны равно

$$\tau \approx \frac{1}{\gamma} |\ln(2r)|.$$

Далее получены некоторые величины, характеризующие взаимодействие волны с плазмой, которые сравниваются с результатами обобщений экспериментов, относящихся к воздействию на плазму ITG волн.

Используя полученное выше выражение для времени существования волны τ , записываем значение амплитуды волны в момент времени τ

$$a(\tau) = r\lambda e^{\gamma\tau} = \lambda/2, \quad (4)$$

величина которой – порядка длины волны.

Таким образом, характерный средний пространственный масштаб неоднородности плазмы в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля (усреднение по времени не проводилось) – порядка длины волны. Учитывая, что измеряемые в эксперименте характерные величины безразмерного параметра $k_{\perp}\rho_i \approx 0.1 \div 0.5$, получаем согласие с вытекающими из обработки большого количества экспериментов данными [15], согласно которым указанная величина (обозначаемая как $\langle \lambda_{fluct} \rangle$ [15]) удовлетворяет условию

$$a(\tau) \approx \langle \lambda_{fluct} \rangle \geq 2\pi\rho_i.$$

(Заметим, что условие $k_{\perp}\rho_i \approx 0.1 \div 0.5$ соответствует области максимальных значений γ , следующих из теоретических расчётов ITG волн).

Следует, впрочем, отметить, что, если в направлении волны сказанное не вызывает сомнений, то в направлении градиентов гидродинамических величин это не так очевидно. В связи с этим следует указать на то, что при расчётах ITG волн в нелокальном приближении размер области вдоль градиентов оказывается порядка длины волны [3]. Это может служить обоснованием справедливости представленного выше соотношения для любых направлений в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Заметим, что величина $a(\tau)$ может рассматриваться как длина корреляции.

Знание $a(\tau)$ позволяет оценить среднее по полуwave значение возмущённой плотности $\langle \delta n \rangle$ в момент предполагаемого распада волны

$$\langle \delta n \rangle = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{dn_0}{dx} \right) = \frac{1}{k_y} \left(\frac{dn_0}{dx} \right). \quad (5)$$

Эта величина предполагается эквивалентной измеряемым в экспериментах величинам флуктуации плотности плазмы. Соответственно, средние флуктуации электронной и ионной температур равны

$$\langle \delta T_e \rangle / T_e = \eta_e \langle \delta n \rangle / n_0, \quad \langle \delta T_i \rangle / T_i = \eta_i \langle \delta n \rangle / n_0.$$

В [16] представлены экспериментальные данные по одновременному измерению относительных флуктуаций ионной температуры $\langle \delta T_i \rangle / T_i$ и плотности $\langle \delta n \rangle / n_0$ в плазме. В работе показано, что отношения этих величин приблизительно равно двум, в соответствии со второй из выше представленных выражений.

Средняя относительная величина флуктуаций плотности плазмы равна

$$\frac{\langle \delta n \rangle}{n_0} = \frac{1}{k_y} \frac{1}{n_0} \left(\frac{dn_0}{dx} \right) = \frac{1}{k_y L_n}, \quad (6)$$

где L_n – характерный масштаб неоднородности плазмы: $L_n^{-1} = (1/n_0)(dn_0/dx)$. Полученный результат согласуется с результатами обработки экспериментальных данных, представленных в виде [15]

$$\frac{\langle \delta n \rangle}{n_0} = \frac{1}{\langle k_{\perp} \rangle L_n}.$$

Здесь $\langle k_{\perp} \rangle$ определяется выражением $\langle k_{\perp} \rangle = 2\pi / \langle \lambda_{\perp} \rangle$, где $\langle \lambda_{\perp} \rangle$ – средняя наблюдаемая длина волны в направлении, перпендикулярном магнитному полю.

Таким образом, получены два соотношения (4) и (6), согласующиеся с данными экспериментов, что, очевидно, подтверждает справедливость выбора условия (3).

Выше отмечалось, что величина $a(\tau)$ (4) может рассматриваться в качестве длины корреляции. В связи с этим интересно, что оценка её зависимости от малого радиуса, в соответствии с изменяющейся температурой, подобно экспериментальным данным [17], показывает достаточно резкое уменьшение длины корреляции с ростом радиуса.

Ещё один экспериментальный факт ([18,19] и литература к этим работам). Показано, что основная доля транспорта приходится на область наименьших наблюдаемых значений $k_{\perp}\rho_i \approx 0.1 \div 0.5$. Но это область максимальных значений инкрементов нарастания и максимальных значений длин волн, а значит, и наибольших значений амплитуды колебаний (4), отвечающей, очевидно, за интенсивность транспорта.

При условии, что η_e, η_i больше единицы, относительные величины температур оказываются больше, чем относительная величина плотности плазмы, но равенство градиентов $dT_{e0}/dx, d(\delta T_e)/dy$ и $dT_{i0}/dx, d(\delta T_i)/dy$ возникает при значении (4) амплитуды возмущённой плотности, в силу одинаковой пропорциональности градиентов по обеим осям.

4. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Ниже представлены оценки некоторых величин, представляющих локальные характеристики турбулентного состояния. Эти оценки носят также качественный характер. Они иллюстрируют только, что порядок величины – правильный. Для более надёжных оценок необходимо точное знание таких параметров, как температура ионов, градиент плотности, магнитное поле, решение уравнений Власова – Пуассона для токамака (здесь для оценок используется решение для плоского слоя плазмы). Даже при этих условиях параметры турбулентного состояния определяются при-

близительно, так как после предполагаемого распада волны происходит эволюция во времени этих величин.

Сначала представлены некоторые численные оценки относительных величин флуктуаций плотности плазмы для ITG мод. Для них инкременты нарастания имеют максимальные значения в области значений $k_{\perp}\rho_i$ порядка единицы [3]. Поэтому при оценках рассматривается размер области длин волн порядка ионного радиуса циклотронной окружности. Принимается, что для типичных параметров современного токамака $L_n = 1$ м, магнитное поле $B_0 = 5$ Тл, температура $T_i = 5$ КэВ. Тогда $\omega_{ci} = 5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\rho_{ci} = 1.4 \times 10^{-3}$ м. Пользуясь соотношением (6), для соответствующего диапазона длин волн получаем

$$\frac{\langle \delta n \rangle}{n_0} \approx 10^{-3} \div 10^{-2}.$$

Исследования флуктуаций в плазме токамака Tore Supra для ITG мод с подобными параметрами плазмы [18] показали, что $\langle \delta n \rangle / n_0$ изменяются в диапазоне от 2×10^{-3} до 10^{-2} .

В [18] и ряде других работ экспериментально показано, что величины $\langle \delta n \rangle / n_0$ минимальны в области ядра тороидального токового шнура и возрастают к периферии.

Для того чтобы выполнить соответствующие численные оценки, необходимо задаться профилем температур поперёк плазменного шнура. Используем квадратичную зависимость температуры и плотности плазмы от малого радиуса. За исключением особых случаев это близко к экспериментальным зависимостям, за исключением области на краю шнура, за точкой перегиба на зависимостях $T_i(r)$ и $n_0(r)$. Тогда в соответствии с [14,1] получаем, что $\langle \delta n \rangle / n_0$ монотонно растёт от оси шнура к периферии, в предположении, что интервал значений $k_{\perp}\rho_i$ во всей рассматриваемой области остаётся постоянным.

Более того, если учесть монотонное убывание тороидального магнитного поля вдоль большого радиуса токамака, при выше сформулированных остальных предположениях, получаем несимметричную относительно оси шнура зависимость $\langle \delta n \rangle / n_0$, подобную наблюдаемой в [14], где на внутренней стороне тора $\langle \delta n \rangle / n_0$ возрастает до меньших значений, чем на внешней стороне тора. Это связано с ростом ларморовского радиуса ρ_i при уменьшении магнитного поля: как видно из (6), при постоянстве $k_{\perp}\rho_i$ величина $\langle \delta n \rangle / n_0$ должна возрастать.

Длины корреляций также могут быть оценены достаточно грубо, поскольку для корректного сравнения необходимо точное знание параметров плазмы. Поэтому отметим, что для типичных значений температур, магнитных полей и величин $k_{\perp}\rho_i$ получаются значения, равные или больше одного сантиметра, что согласуется с экспериментальными данными, представленными в [7,14]. Зависимость длин корреляции от радиуса определяется распределении ионной температуры, в соответствии с данными [7, 14].

Ещё одна величина, которая представляет интерес – время жизни отдельной ITG моды, экспериментальная оценка которой содержится в [14]. Выше представлена формула для оценки времени жизни τ . Ис-

пользуя решение уравнений Власова – Пуассона, в предположении, что $r = 0.1$, получаем τ от 10 до 30 микросекунд, что хорошо согласуется с данными [14].

5. НЕКОТОРЫЕ ВАЖНЫЕ ЧЕРТЫ КАРТИНЫ ДРЕЙФОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Рассмотрим, какие детали могут быть внесены в очень сложную картину плазменной турбулентности на основе представленного выше рассмотрения.

Выше рассмотрен распад экспоненциально растущей волны. Однако в связи с изложенным возникает вопрос: поскольку мы всегда имеем дело с турбулентной плазмой, каковы допустимые для возникновения новой моды ITG условия. Другими словами, каковы допустимые величины возмущённых значений плотности плазмы и температур, при которых плазменная волна может возбуждаться. Таким образом, уровень флуктуаций турбулентной плазмы должен определяться как уровнем, при котором волна распадается, так и уровнем, при котором волна в состоянии возбуждаться.

В продолжение развитых выше представлений, следует предположить, что уровень флуктуаций, при которых возникают новые моды ниже, чем уровень флуктуаций в момент распада волн. Тогда после распада с необходимостью сначала уровень флуктуаций будет уменьшаться, благодаря диффузионным процессам, и только после этого вновь должны появляться когерентные волновые образования. Результаты зондовых измерений временных флуктуаций плотности на TFTR для условий наличия обращённого шира магнитного поля, представленные в работе [20] (см. также обзор [7]), похоже, подтверждают представленную выше картину. Подобные результаты получены на модельной установке в работе [21].

Следующий вопрос – возникает ли вихревое вращение образующихся под действием ITG волн флуктуаций давления плазмы. В принципе, это возможно, так как неоднородность давления ведёт к возникновению электростатического поля, в данном рассмотрении перпендикулярного внешнему магнитному полю. Это, естественно, должно вести за собой дрейфовое вращение ионов и электронов. Однако динамические характеристики этих вихрей не подчиняются тем законам, которые имеют место для теории Колмогорова или двумерной версии статистической теории турбулентности [22].

Возникает вопрос, какими процессами определяется характер наблюдаемых спектров турбулентности плазмы в токамаках [19]. Являются ли они подобными рассматриваемой в работе [22] двумерной турбулентности. В принципе, экспериментальные результаты подсказывают отрицательный ответ. Простой анализ, основанный на сравнении ключевых гипотез классической теории турбулентности [23,24] и той картины, которая вытекает из современных результатов экспериментов [7], убеждает, что характер развивающихся в плазме процессов существенно отличается оттого, что происходит в газах или жидкости.

Рассмотрим эти вопросы подробнее. Прежде всего, существенным отличием является физика возбуждения турбулентного состояния. В случае газов и жидкостей это – результат взаимодействия среды со стенка-

ми объёмов, в которых происходит течение с большими значениями критерия Рейнольдса [23,24]. Этому соответствует узкий интервал значений волновых чисел, где в качестве длины волны фигурируют характерные значения поперечного размера трубы, внутри которой течёт жидкость или газ. Далее, в широком диапазоне растущих значений волнового вектора предполагается так называемая инерционная область спектра, в которой отсутствует воздействие среды на характеристики турбулентного потока. Особенностью этой области является то, что среда не взаимодействует с вихрями – элементарными ячейками турбулентного потока. В [22] обсуждается закон инерционной области спектра для двумерной турбулентности, в отличие от закона Колмогорова.

В случае дрейфовой турбулентности плазмы, являющейся двумерной структурой, возникновение ячеек и их динамические характеристики определяются воздействием плазменных волн в широком диапазоне волновых чисел. Это означает отсутствие инерционной области волновых чисел, в которой энергия системы вихрей сохраняется. Соответственно, наблюдаемые в [18,19] спектры другими физическими причинами, отличными от причин, лежащих в основе классической теории турбулентности.

Среди этих причин могут быть такие факторы, как зависимости вероятностей возникновения различных мод от инкремента нарастания амплитуды волны, от величины волнового вектора, и так далее. Отдельная проблема – динамика возникших турбулентных ячеек. Можно предположить, что, по окончании цикла существования волны, они быстро исчезают за счёт диффузии частиц вдоль магнитного поля. Наконец, неясно, препятствует ли появление в некоторый момент определённой моды волны возникновению других мод в соответствующем элементе плазмы. Поэтому представляется, что содержащиеся в [18,19] результаты представляют собой абсолютно новое знание, не вытекающее из классической теории турбулентности, требующее новых экспериментальных исследований для своего осмысления с позиции теории [22]. Исходя из изложенного выше, правильнее заявить о том, что существует спектр типа *Tore Supra*, или экспоненциальное TS распределение.

Таким образом, качественные результаты, полученные на основе высказанных в начале работы предположений, в принципе, согласуются с рядом, на первый взгляд, не связанных друг с другом экспериментальных данных. В то же время, отсутствуют какие – либо экспериментальные данные, противоречащие полученным выше качественным оценкам.

Выявляется очень важная особенность, связанная с рассматриваемой здесь картиной развития нелинейных дрейфовых мод. Видно, что рост амплитуды волны и её распад приводят к существенно неоднородным полям плотности, электронной и ионной температур плазмы, а также к неоднородному полю скоростей в направлении оси Ox . То есть под действием ИТГ волны возникает структура, подобная структуре турбулентной среды.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что учёт конечной амплитуды дрейфовых волн в плазме и, соответственно, их нелинейных свойств, позволяет выявить механизмы воздействия на состояние плазмы, которое становится под действием этих факторов существенно локально неоднородным, подобным турбулентному. Следует заметить, что всё рассмотрение проведено на качественном уровне, в предположении, что $\gamma > \omega$. Вне всякого сомнения, при более строгом рассмотрении картина нелинейных процессов взаимодействия дрейфовых волн и плазмы должна быть значительно сложнее.

Возникновение и распад дрейфовых волн, в результате которого могут образовываться локальные турбулентные структуры, затем возможное затухание турбулентного состояния и возникновение новых мод, образование новых сложных структур – эти процессы носят присущий для турбулентного состояния стохастический характер.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 08-08-00459-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wootton A.J. et al, Fluctuations and anomalous transport in tokamaks // *Phys. Fluids*, 1990 v.B2, p.2879.
2. Рудаков Л.И., Сагдеев Р.З. О неустойчивости неоднородной разреженной плазмы в сильном магнитном поле // *ДАН СССР*, 1961 т.138, С. 581.
3. Хвесько В.И., Чирков А.Ю. Волны и неустойчивости в высокотемпературной плазме // М.: МГТУ 2009. С.1–68.
4. Lee Y.C., Dong J.Q., Guzdar P.N., Liu C.S. Collisionless electron temperature gradient instability // *Phys. Fluids*, 1987, v.30, p.1331.
5. Conway G.D. Turbulence measurements in fusion plasma // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2008, v.50, 124026.
6. Doyle T.G. et al. Plasma confinement and transport // *Nucl. Fusion*, 2007 v.47, p.18.
7. Tynan G.R., Fujisawa A., McKee G. A review of experimental drift turbulence studies // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2009, v.51, 11301.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: «Наука» 2003. С. 524–529.
9. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны М.: «Мир» 1977.
10. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З., Введение в нелинейную физику, М.: «Наука» 1988.
11. Ланда П.С., Нелинейные колебания и волны, М.: «Наука» 1997.
12. Сагдеев Р.З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // *Вопросы теории плазмы*, вып. 4/ Под ред. Б.Б.Кадомова. М.: Энергоиздат. 1964. С. 20 (1964).
13. Петров А.К., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н и др. Обнаружение нелинейной связи дрейфовых и ионно-звуковых колебаний в низкочастотной плазменной турбулентности // *Физика плазмы*, 2001 т.27. С.58
14. Vershkov V.A. et al Summary of experimental core turbulence characteristics in ohmic and electron cyclotron resonance heated discharges in T-10 tokamak plasmas // *Nucl. Fusion*, 2005, v.45, p.1.
15. Surko C.M., Slosner R.E. Waves and turbulence in a tokamak plasma // *Science*, 1983, v.221, p.817.
16. Evensen H.T., et al., Measurements of ion temperature fluctuations in the tokamak fusion test reactor // *Nucl. Fusion*, v.38, 237 (1998).

17. Rhodes J., et al., Comparison of turbulence measurements from DIII-D low-mode and high-performance plasmas to turbulence simulations and models // *Phys. Plasmas*, v.9, 2141 (2002).
18. Sabot R., Clairet F., Conway G.D., et al., Recent results on turbulence and MHD activity achieved by reflectometry // *Plasma Phys. Control. Fusion*, v.48, B421 (2006).
19. Hennequin P., Sabot R., Honore C., et al., Scaling laws density fluctuations at high-k on Tore Supra // *Plasma Phys. Control. Fusion*, v.46, B121 (2004).
20. Mazzucato E., Turbulence TFTR plasma // *Phys. Rev. Lett.*, v.77, 3145 (1996).
21. Klinger T. Chaos and turbulence studies in low- β plasmas // *Plasma Phys. and Control. Fusion*, v.39, B145 (1997).
22. Kraichnan R. Inertial ranges in two-dimensional turbulence // *Phys. Fluids*, v.10, 1417 (1967).
23. Бэтчелор Дж.К. Теория однородной турбулентности, М.:ИЛ (1955).
24. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели, М.: Институт компьютерных исследований (2003).