

А. Ю. Ч и р к о в

НЕЛИНЕЙНЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ ВОЛНЫ В СДВИГОВЫХ ТЕЧЕНИЯХ ПЛАЗМЫ

Сформулированное модельное уравнение, описывающее нелинейную трансформацию дрейфовой волны и других объектов в сдвиговом течении плазмы, основано на уравнении неразрывности, содержащем диссипативное слагаемое с эффективным коэффициентом диффузии D . Предполагается, что при нелинейном насыщении D практически равен коэффициенту турбулентной диффузии в плазме. В результате расчетов установлено, что при линейном распределении скорости сдвигового течения D с высокой точностью удовлетворяет известной зависимости от параметра сдвига. Оценена возможность использования рассмотренного модельного уравнения для определения коэффициента турбулентной диффузии в плазме с произвольным распределением скорости сдвигового течения.

Сдвиговые течения плазмы¹ в магнитном поле играют крайне важную роль в процессах снижения турбулентного переноса (транспорта) и формирования режимов улучшенного удержания плазмы в магнитных ловушках (токамаках, стеллараторах, пинче с обращенным полем, открытой ловушке). Известно, что улучшенное удержание реализуется при наличии сильного шира скорости течения плазмы [1–5].

Теории турбулентности и транспортных процессов в замагниченной плазме, как правило, связаны с дрейфовыми неустойчивостями [6–11]. Выражения для турбулентных коэффициентов диффузии (D_{\perp}) и температуропроводности ионов ($\chi_{\perp i}$) имеют вид [8–12]

$$D_{\perp} \approx \chi_{\perp i} \approx l_c^2 \tau_c^{-1} \approx (1/k_{\perp})^2 \gamma_{eff}, \quad (1)$$

где l_c и τ_c — корреляционная длина и время (для ионов); $1/k_{\perp}$ — характерный пространственный масштаб мод; γ_{eff} — эффективный инкремент неустойчивости. Значения l_c и τ_c для электронной температуропроводности могут отличаться от значений в соотношении (1).

¹В отечественной литературе по проблеме удержания плазмы в магнитном поле такие течения называют шировыми течениями (от англ. sheared flows), а неоднородность скорости называют широм скорости. Широм магнитного поля (магнитным широм) называют неоднородность магнитного поля, связанную с изменением в пространстве компонент вектора магнитной индукции, приводящую к перекрещенности соседних магнитных силовых линий.

Пространственный масштаб моды k_{\perp} определяется компонентой волнового вектора k_y и размером моды в радиальном направлении δ_{\perp} :

$$k_{\perp}^2 = k_y^2 + \delta_{\perp}^{-2}, \quad (2)$$

где y — направление, перпендикулярное силовой линии магнитного поля и градиенту концентрации. Для дрейфовых мод продольная по отношению к магнитному полю компонента волнового вектора обычно считается малой ($k_{\parallel} \ll k_{\perp}$). В токамаке направление y практически соответствует полоидальному направлению. Под радиальным направлением r подразумевается направление против градиентов концентрации и температуры (малый радиус в токамаке).

При отсутствии сдвиговых течений в качестве эффективного инкремента используется характерное значение линейного инкремента γ . Коэффициент диффузии в этом случае можно принять равным [12]

$$D_{\perp 0} \approx (k_{\perp}^{-2} \gamma)_{\max}, \quad (3)$$

где $(k_{\perp}^{-2} \gamma)_{\max}$ — максимальное значение параметра $k_{\perp}^{-2} \gamma$.

В экспериментах (на тороидальных системах) эффективное подавление дрейфовой турбулентности происходит при условии [4, 5]

$$\gamma_E = \frac{r}{q(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left| \frac{q(r) \mathbf{E}_r \times \mathbf{B}}{r B^2} \right| \gtrsim \gamma, \quad (4)$$

где γ_E — параметр, характеризующий шир скорости полоидального $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ -вращения; $q(r)$ — запас устойчивости, \mathbf{E}_r — напряженность радиального статического электрического поля, \mathbf{B} — индукция магнитного поля.

Дрейфовые неустойчивости могут подавляться как стационарными сдвиговыми течениями [3], так и зональными течениями — нестационарными полоидальными течениями, которые могут генерироваться дрейфовой турбулентностью [13]. Уменьшение пространственного масштаба турбулентности обычно рассматривается на примере деформации элемента среды, ограниченного в начальный момент окружностью диаметра k_{\perp}^{-1} [3, 13]. С течением времени граница растягивается в направлении сдвигового течения и сжимается в направлении, перпендикулярном магнитному полю [3, 13]. Эти рассуждения позволяют учесть влияние сдвигового $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}$ -течения следующим образом [3]:

$$D_{\perp} = k_{\perp}^{-2} \tau_c^{-1} (1 + \gamma_s^2 \tau_c^2)^{-1}, \quad (5)$$

где $\gamma_s = rd(E_r B^{-1} r^{-1})/dr$ — параметр шири (в цилиндрической геометрии); $\tau_c^{-1} = \gamma$ — обратное время корреляции. Нетрудно убедиться, что $\gamma_s \approx \gamma_E$.

При рассмотрении бесстолкновительной диффузии в турбулентной плазме на основе анализа рассеяния пробной частицы на флуктуациях электромагнитного (или электростатического) поля насыщение

неустойчивости, связанное с турбулентным переносом, можно учесть аналогично столкновительным процессам [14]. При этом естественным образом учитывается нелокальный характер турбулентности (действие на расстоянии) [15], так как при колебаниях конечной амплитуды частица пересекает поверхности с разными параметрами турбулентности. Модель аномального переноса, обсуждаемая в настоящей работе, в значительной степени основана на представлениях о диффузии в результате многократных взаимодействий (“столкновений”) частиц с волновыми структурами (пакетами), порождаемыми неустойчивостью [16–20]. В численных расчетах [19–22] было установлено, что перенос частицы поперек магнитного поля происходит под воздействием волновых пакетов, возникающих в результате сложения достаточно большого числа близких по фазе мод. Для возникновения переноса также необходимо, чтобы суммарные амплитуды потенциала пакетов значительно (примерно на порядок) превышали средний уровень флуктуаций потенциала. Соответствующее выражение для потока частиц имеет вид диффузионного закона [20]

$$\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \nabla_{\perp} N \quad (6)$$

с эффективным коэффициентом диффузии

$$D_{\perp} = \frac{\Delta r_m^2}{3\tau}, \quad (7)$$

где Δr_m — максимальное смещение ведущего центра частицы при одном взаимодействии с флуктуацией; τ — среднее время между взаимодействиями; N — невозмущенная (усредненная по характерному периоду пульсаций) концентрация частиц плазмы.

Коэффициент диффузии (7) в условиях дрейфовой турбулентности не является постоянной величиной или функцией только локальных значений параметров плазмы, а зависит от градиентов концентрации и температуры плазмы.

Модельное уравнение. Рассмотрим дрейфовую волну, которая распространяется в плазме, находящейся в однородном магнитном поле и неоднородном статическом электрическом поле, перпендикулярном магнитному. Для простоты будем считать, что плазма имеет форму плоского слоя. Пусть вектор индукции магнитного поля \mathbf{B} направлен вдоль оси z , волна распространяется вдоль оси y , а вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}(x)$ параллелен направлению отсчета радиальной координаты x . Обозначим $X = X(y, t)$ смещение частицы под действием волны в направлении x относительно некоторой поверхности $x = x_0$. Тогда координаты x и y частицы в момент времени t связаны уравнением

$$x = x_0 + X(y, t). \quad (8)$$

Дрейфовые колебания обычно считаются квазинейтральными. Для дрейфовых волн обычно используется приближение адиабатического отклика электронов, заключающееся в том, что возмущение концентрации плазмы N^{\sim} пропорционально потенциалу волны φ^{\sim} . С другой стороны, величина N^{\sim} пропорциональна X . Следовательно, можно принять зависимость

$$N^{\sim} \propto \varphi^{\sim} \propto X. \quad (9)$$

Будем рассматривать низкочастотные дрейфовые волны, для которых частота $\omega \ll \omega_{ci}$ и длина волны $\lambda \gg \rho_{Ti}$, где ω_{ci} — циклотронная частота ионов; ρ_{Ti} — циклотронный радиус ионов, вычисляемый по их тепловой скорости. В этом случае для описания движения частиц (как ионов, так и электронов) в поле дрейфовой волны можно использовать дрейфовое приближение — приближение ведущего центра. В рамках дрейфового приближения из соотношения (9) следует, что функция $X(y, t)$ описывает также форму волны.

Также будем считать, что в направлении x плазма и волна не ограничены, что соответствует случаю

$$1/\delta_{\perp} \ll k_y. \quad (10)$$

Для возмущения концентрации запишем уравнение неразрывности

$$\frac{\partial N^{\sim}}{\partial t} + V(x) \frac{\partial N^{\sim}}{\partial y} - D \frac{\partial^2 N^{\sim}}{\partial y^2} = \gamma N^{\sim}, \quad (11)$$

где $V(x)$ — скорость ширового течения в направлении y ; D — коэффициент диффузии; предполагаем, что D не изменяется в зависимости от y и x , но может меняться при изменении x_0 .

В уравнении (11) в связи с наложенным условием (10) мы пренебрегли производными по x . Третье (диффузионное) слагаемое введено для обеспечения диссипации при отсутствии шира скорости, а связь коэффициентов диффузии D и D_{\perp} будет установлена в результате дальнейшего анализа. Источник γN^{\sim} в правой части соответствует линейной теории. Выбор такого вида источника представляется здесь наиболее приемлемым, так как линейный инкремент γ может быть определен хорошо разработанными методами линейного анализа.

На данном этапе не уточняется, для какой компоненты (ионной или электронной) записано уравнение (11). В случае низкого давления плазмы можно полагать, что сдвиговое течение возникает в результате $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -дрейфа. Тогда скорость равна $V(x) = -E(x)/B$ и относится к плазме в целом.

Рассмотрим случай линейной зависимости скорости течения

$$V(x) = V_0 + \gamma_s(x - x_0), \quad (12)$$

где V_0 — значение скорости на поверхности $x = x_0$; γ_s — параметр шира, значение которого полагаем постоянным.

Как известно из теории дрейфовых неустойчивостей, параметры мод в системе отсчета, движущейся с постоянной скоростью вместе с плазмой, не зависят от постоянной скорости движения плазмы. Переход от лабораторной системы отсчета к системе, движущейся с постоянной скоростью V_0 , дает только доплеровский сдвиг действительной частоты. Поэтому без ограничения общности можно полагать $V_0 = 0$.

Используя соотношения (8), (9) и (12), из (11) получаем нелинейное уравнение для профиля волны в системе отсчета, движущейся вместе с волной,

$$\frac{\partial X}{\partial t} + \gamma_s X \frac{\partial X}{\partial y} = D \frac{\partial^2 X}{\partial y^2} + \gamma X. \quad (13)$$

В качестве начального условия (начального состояния возмущения) будем рассматривать гармоническую волну с заданными значениями волнового числа k_y и амплитуды X_0 . Граничные условия задаем в виде условия пространственной периодичности, соответствующего значению k_y .

Уравнение (13) относится к тому же типу уравнений, что и уравнение Бюргерса [23], которое часто используют в нелинейной акустике для описания поля скоростей. Известны частные решения уравнений такого типа в виде однополярных импульсов, разрывов и ударных фронтов.

Отметим, что на основе несколько отличных от используемых здесь положений уравнение (13) ранее было выведено в работе [24]. Уравнение (13) с нулевой правой частью может быть получено исходя из уравнений дрейфового движения частиц [25] и практически совпадает с уравнением нелинейной дрейфовой волны, полученным в работе [26]. Таким же уравнением описывается возмущение в пучке невзаимодействующих частиц [23], почти таким же — нелинейная звуковая волна без диссипации ([27], § 101).

Проанализируем особенности уравнения (13). В соответствии с физическим смыслом параметров, входящих в уравнение (13), $\gamma > 0$, $D > 0$, а γ_s может принимать любые значения. В силу симметрии ограничимся рассмотрением случаев $\gamma_s \geq 0$, так как решение для $\gamma_s < 0$ получается заменой $\gamma_s \rightarrow -\gamma_s$, $y \rightarrow -y$. Роль источника выполняет слагаемое γX в правой части, а насыщение амплитуды определяется двумя механизмами, которые можно назвать конвективным (слагаемое $\gamma_s X \partial X / \partial y$) и диффузионным (слагаемое $D \partial^2 X / \partial y^2$).

При отсутствии ширового течения ($\gamma_s = 0$) одномерная гармоническая волна постоянной амплитуды есть стационарное решение

уравнения (13) при условии

$$D = k_y^{-2} \gamma = D_0, \quad (14)$$

где $D_0 = k_y^{-2} \gamma$ — значение коэффициента диффузии, определяемое формулой (5) при $\gamma_s = 0$.

При $\gamma_s = 0$ начальное гармоническое возмущение возрастает, если $D < D_0$, а при $D > D_0$ затухает, что также подтверждается расчетами.

При $\gamma_s > 0$ насыщение при очень малых значениях D происходит за счет механизма конвекции. В расчетах рассмотрено два случая. В первом значение D считается пропорциональным квадрату амплитуды стационарного решения, а во втором $D \rightarrow 0$. Значение коэффициента диффузии, соответствующее первому случаю, обозначим D^* . Для него справедливо соотношение

$$D^*/D_0 = X_m^2/X_{m0}^2, \quad (15)$$

где X_m^2 и X_{m0}^2 — квадраты амплитуды стационарного решения соответственно при заданном значении γ_s и $\gamma_s = 0$.

Результаты расчетов. В модельном уравнении (13) коэффициент D рассматривается как варьируемый параметр. В результате решения модельного уравнения для заданного D было найдено максимальное значение (амплитуда) стационарного решения, а в результате последовательных приближений — значение коэффициента D , обозначенное D^* и удовлетворяющее соотношению (15). При рассмотрении случая пренебрежимо малого диффузионного насыщения ($D \rightarrow 0$) строгое равенство $D = 0$ не обеспечивает устойчивость выбранной численной схемы, поэтому принимали $D = 10^{-2} D^*$.

Приняты следующие масштабы величин: времени γ^{-1} ; параметра шира γ ; амплитуды X_{m0} ; коэффициента диффузии D_0 . Далее численные значения всех параметров указаны в безразмерных единицах, соответствующих принятым масштабам.

Результаты расчетов приведены на рис. 1–3 и в табл. 1. На рис. 1 показана динамика формирования стационарного решения из начальной гармонической волны. Изменение амплитуды во времени показано на рис. 2. Примеры стационарных решений приведены на рис. 3.

Как можно видеть на рис. 1, нелинейная деформация изначально гармонической волны происходит достаточно быстро. При этом рост амплитуды на начальной стадии носит линейный характер (см. рис. 2) с эффективным инкрементом $\gamma_0 \neq 1$, значения которого для случая $D = D^*$ приведены в табл. 1. Скорость роста амплитуды уменьшается по мере приближения к насыщению. Стадия перехода от линейного роста к насыщению протекает за время τ_{NL} , также приведенное в табл. 1 для случая $D = D^*$. При $D \ll D^*$ $\gamma_0 \approx 0,45$, $\tau_{NL} \approx 5$, что соответствует значениям при $D = D^*$ в пределе $\gamma_s \gg 1$.

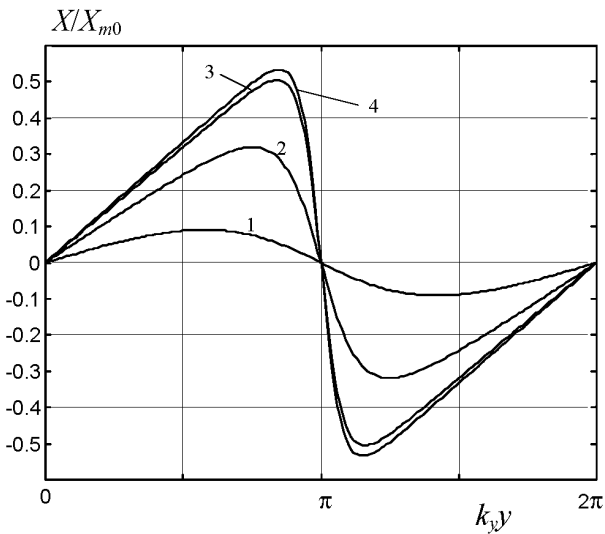


Рис. 1. Изменение во времени профиля волны:

$\gamma t = 3, 5, 7, 20$ (соответственно кривые 1, 2, 3, 4); $D = D^*$; $\gamma_s/\gamma = 1,5$; относительная амплитуда начальной гармонической волны $X_0/X_{m0} = 10^{-2}$

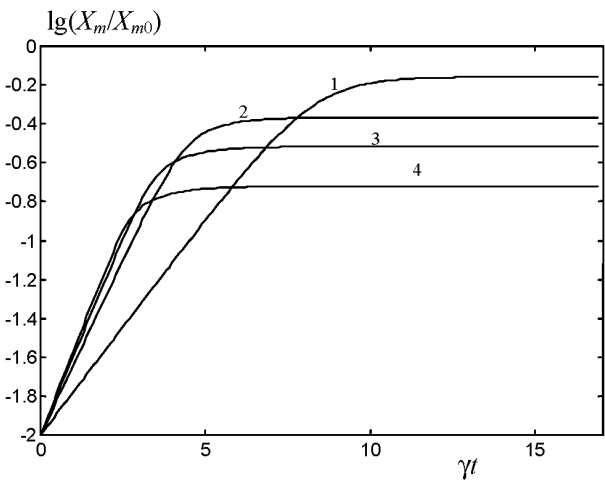


Рис. 2. Изменение логарифма относительной амплитуды во времени:

$\gamma_s/\gamma = 1, 2, 3, 5$ (соответственно кривые 1, 2, 3, 4); $D = D^*$

В табл. 1 для сравнения также приведены рассчитанные значения квадрата амплитуды при $D \ll D^*$ и коэффициента поперечной диффузии D_{\perp} , вычисленные по формуле (5). Как можно видеть, числовые значения $X_m^2 = D^*$ и D_{\perp} совпадают с точностью до 10%.

Таким образом, предположив, что $D^* = X_m^2$, в результате расчетов получено, что с высокой точностью $D^* = D_{\perp}$. Совпадение зависимостей D^* и D_{\perp} от параметра шири γ_s неслучайно, так как оба коэффициента диффузии получены в результате рассмотрения действия сдвигового течения с постоянным γ_s .

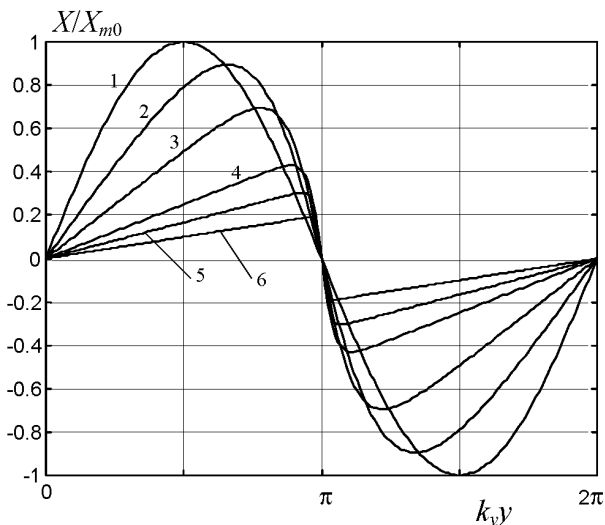


Рис. 3. Стационарные профили волны:

$\gamma_s/\gamma = 0, 0,5, 1, 2, 3, 5$ (соответственно кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6); $D = D^*$

Таблица 1

Результаты расчета для различных значений параметра шира γ_s при линейной зависимости скорости ширового течения и $D = D^*$

γ_s/γ	γ_0/γ	$\tau_{NL}\gamma$	X_m^2/X_{m0}^2	X_m^2/X_{m0}^2 при $D \ll D^*$	$D_{\perp}/D_{\perp 0}$ по формуле (5)
0	0	–	1	–	1
0,5	0,090	20	0,80	3,8	0,80
1	0,22	12	0,48	0,96	0,50
1,5	0,31	6,5	0,29	0,43	0,31
2	0,36	5,0	0,18	0,24	0,20
3	0,40	5,0	0,090	0,11	0,10
5	0,44	5,0	0,037	0,038	0,038
10	0,45	5,0	0,0095	0,0098	0,0099

В связи с указанным обстоятельством предположим, что на основе рассматриваемой модели нелинейной волны можно рассматривать деформацию элемента среды под воздействием произвольного ширового течения, а не только течения с постоянным широм.

Определенный интерес представляет случай квадратичного распределения скорости течения с экстремумом при $x = x_0$. Зададим зависимость скорости (в размерных единицах) в виде

$$V(x) = \frac{\gamma_2 x^2}{X_{m0}}, \quad (16)$$

где γ_2 — постоянная, имеющая ту же размерность, что γ_s и γ ; в качестве масштаба γ_2 используем величину γ .

Аналогично уравнению (13) для случая зависимости (16) получаем уравнение, описывающее профиль волны

$$\frac{\partial X}{\partial t} + \gamma_2 \frac{X^2}{X_{m0}} \frac{\partial X}{\partial y} = D \frac{\partial^2 X}{\partial y^2} + \gamma X. \quad (17)$$

Результаты решения уравнения (17) с теми же начальными и граничными условиями, что и для (13), приведены на рис. 4–6 и в табл. 2. В результате расчетов получено, что при $D \ll D^*$, а также при $D = D^*$ и $\gamma_2 \gg 1$ эффективный инкремент для начальной волны малой амплитуды $\gamma_0 \approx 0,45$, характерное время перехода от линейного роста амплитуды к насыщению составляет $\tau_{NL} \approx 3$. Для $\gamma_2 > 2$ результаты расчетов величины D^* с приемлемой точностью можно аппроксимировать зависимостью $D^* \approx 2D_0\gamma/|\gamma_2|$.

Обсуждение результатов. Рассмотрим возможности и ограничения сформулированной модели применительно к исследованиям аномального транспорта в плазме.

1. *Условия существования нелинейных дрейфовых волн.* Фазовые скорости и инкременты Фурье-гармоник, на которые может быть разложена нелинейная волна, должны не сильно изменяться в зависимости от волнового числа. Тогда за характерное время формирования стационарного профиля нелинейной волны ее искажение и распад из-за дисперсии будут несущественны. В результате расчетов было установлено, что время перехода от линейной стадии роста амплитуды до насыщения $\tau_{NL} \sim 5/\gamma$ (в случае линейной зависимости $V(x)$). Эту величину, видимо, можно рассматривать в качестве масштаба времени формирования стационарного профиля. Тогда дисперсией можно

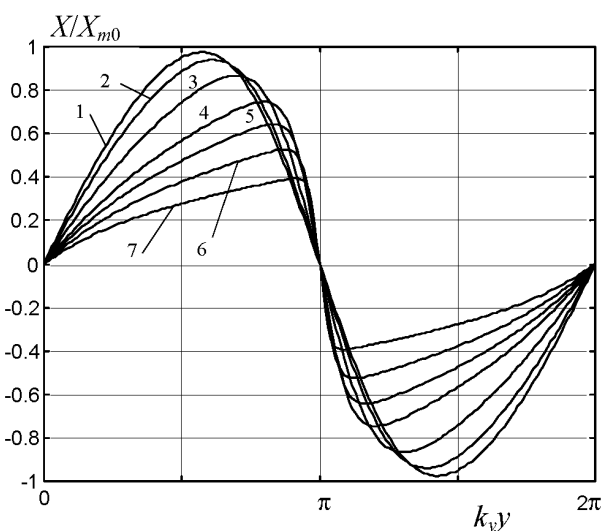


Рис. 4. Стационарные профили волны:

$\gamma_2/\gamma = 0,3, 0,5, 1, 2, 3, 5, 10$ (соответственно кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7); $D = D^*$

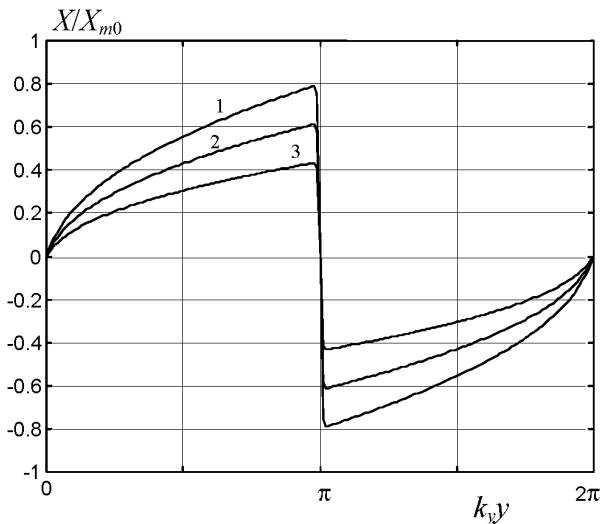


Рис. 5. Стационарные профили волны:

$\gamma_2/\gamma = 3, 5, 10$ (соответственно кривые 1, 2, 3); $D = 10^{-2} D^*$

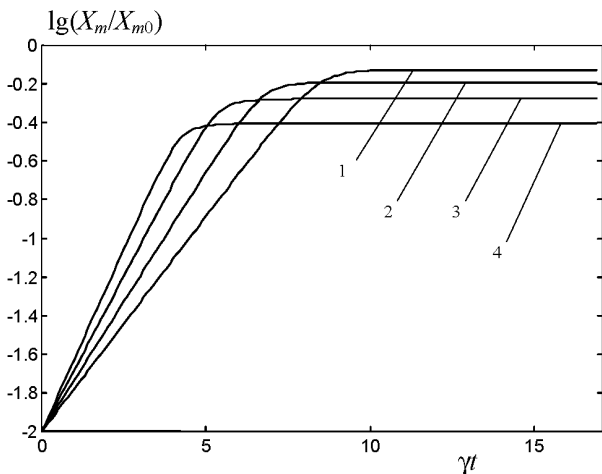


Рис. 6. Изменение логарифма относительной амплитуды во времени:

$\gamma_2/\gamma = 2, 3, 5, 10$ (соответственно кривые 1, 2, 3, 4); $D = D^*$

пренебречь, если

$$\left| \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{1}{k} \right| \ll k^{-2} \gamma. \quad (18)$$

Отметим, что, согласно результатам линейного анализа дрейфовых неустойчивостей (работы [6–11] и др.), существуют области спектра, в которых указанные условия выполняются.

2. *Картина турбулентности.* Полученные нами решения модельного уравнения (13) в виде нелинейных волн представляют собой периодические структуры, ограниченные вдоль направления y размерами области плазмы. При этом каждая полуволна также может рассма-

Результаты расчета для различных значений параметра γ_2 при квадратичной зависимости скорости ширового течения

γ_2/γ	X_m^2/X_{m0}^2 при $D = D^*$	X_m^2/X_{m0}^2 при $D \ll D^*$
0	1	–
0,3	0,96	–
0,5	0,89	–
1	0,75	1,90
1,5	0,63	1,26
2	0,54	0,94
3	0,41	0,62
4	0,33	0,46
5	0,28	0,37
6	0,24	0,31
8	0,19	0,23
10	0,17	0,19
12	0,14	0,16

триваться как самостоятельное решение, соответствующее граничным условиям $X = 0$ при $y \leq 0$ и $y \geq \pi/k_y$. Такие локализованные решения обычно называют однополярными импульсами. Одновременно вдоль оси y может существовать большое количество однополярных импульсов разных размеров (с различными k_y), что, на наш взгляд, лучше соответствует существующим представлениям о турбулентном состоянии, чем периодическая волна, обладающая определенной регулярностью. Условие формирования однополярных импульсов также может быть выражено в виде (18). Кроме того, неравенство (18) можно рассматривать как грубое условие того, что за время формирования соседние импульсы не будут перекрываться.

В турбулентном режиме мгновенные значения коэффициента D , характеризующего диссипацию в уравнении (11), могут значительно изменяться за времена порядка характерного периода пульсаций. Величина D_{\perp} характеризует усредненный по пульсациям поток частиц. Представляется логичным вычислять D_{\perp} как максимальное значение параметра D^* во всем возможном диапазоне волновых чисел k_y , т.е. $D_{\perp} \approx D_{\max}^*$. Если в некоторый момент времени $D \ll D_{\max}^*$, то турбулентная диссипация незначительна, следовательно, амплитуды пульсаций будут нарастать, что приведет к росту D . В случае $D \gg D_{\max}^*$ все возможные возмущения будут сильно затухать, что вызовет уменьшение D . Таким образом, можно говорить, что значение $D \approx D_{\perp} \approx D_{\max}^*$ является средним по времени (соответствует некоторому устойчивому состоянию), около которого колеблются (пульсируют) параметры турбулентности.

3. *Коэффициенты диффузии для ионов и электронов.* Чтобы плазма оставалась макроскопически нейтральной, коэффициенты турбулентной диффузии ионов и электронов должны быть равны (столкновительным переносом в турбулентной плазме можно пренебречь), т.е. $D_{\perp i} = D_{\perp e}$. Проведенный анализ уравнений (11) и (13) относился как к ионам, так и к электронам, так как скорость дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях одинакова для обоих сортов частиц. Если учитывать противоположно направленные скорости ионной и электронной компонент плазмы, связанные с конечными градиентами давлений, то равенство $D_{\perp i} = D_{\perp e}$ не выполняется при любых распределениях параметров плазмы. Следовательно, должны устанавливаться самосогласованные распределения, обеспечивающие выполнение указанного условия.

Вывод. Вряд ли возможно достаточно полно описать турбулентность только с помощью рассмотренных нелинейных волн и однополярных импульсов. Эти структуры представляют самостоятельный интерес в ряде задач, но в рамках проблемы турбулентности в плазме со сдвиговыми течениями они использованы как тестовые объекты. Рассматривая их деформацию сдвиговым течением, можно получить значения коэффициента турбулентной диффузии для произвольного распределения скорости течения. Возможность установить связь между коэффициентом турбулентной диффузии и коэффициентом диффузии в модельном уравнении — основной результат настоящей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wolf R. C. Internal transport barriers in tokamak plasmas // Plasma Phys. Control Fusion. – 2003. – V. 45. – P. R1–R91.
2. Connor J. W., Fukuda T., Garbet X., et al. A review of internal transport barrier physics for steady-state operation of tokamaks // Nucl. Fusion. – 2004. – V. 44. – P. R1–R49.
3. Itoh K., Itoh S.-I. The role of the electric field in confinement // Plasma Phys. Control Fusion. – 1996. – V. 38. – P. 1–49.
4. Burrell K. H. Effects of $E \times B$ velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices // Phys. Plasmas. – 1997. – V. 4. – P. 1499–1518.
5. Ghohil P., Kinsey J., Parail V. et al. Increased understanding of the dynamics and transport in ITB plasmas from multi-machine comparisons // Nucl. Fusion. – 2003. – V. 43. – P. 708–715.
6. Tang W. M. Microinstabilities theory in tokamak // Nucl. Fusion. – 1978. – V. 18. – P. 1089–1160.
7. Horton W. Drift waves and transport // Rev. Mod. Phys. – 1999. – V. 71. – P. 735–778.
8. Coppi B., Rosenbluth M. N., Sagdeev R. Z. Instabilities due to temperature gradients in complex magnetic field configurations // Phys. Fluids. – 1967. – V. 10. – P. 582–587.
9. Gladd N. T., Horton W. Critical shear and growth rates for drift waves in a nonuniform current-carrying plasma // Phys. Fluids. – 1973. – V. 16. – P. 879–887.

10. H i r s h m a n S. P., M o l v i g K. Turbulent destabilization and saturation of the universal drift mode in sheared magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* – 1979. – V. 42. – P. 684–651.
11. H o r t o n W., C h o i D.-I., T a n g W. M. Toroidal drift modes driven by ion pressure gradient // *Phys. Fluids.* – 1981. – V. 24. – P. 1077–1085.
12. D u p r e e T. H. Nonlinear theory of drift-wave turbulence and enhanced diffusion // *Phys. Fluids.* – 1967. – V. 10. – P. 1049–1055.
13. D i a m o n d P. H., I t o h S.-I., I t o h K., H a h m T. S. Zonal flows in plasma – a review // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2005. – V. 47. – P. R35–R161.
14. D u p r e e T. H. Nonlinear Theory of Low-Frequency Instabilities // *Phys. Fluids.* – 1968. – V. 11. – P. 2680–2694.
15. G a r b e t X., W a l t z R. E. Action at distance and Bohm scaling of turbulence in tokamaks // *Phys. Plasma.* – 1996. – V. 3. – P. 1898–1907.
16. H o r t o n W., P a r k H.-B., K w o n J.-M., et al. Drift wave test particle transport in reversed shear profile // *Phys. Plasmas.* – 1998. – V. 5. – P. 3910–3917.
17. K w o n J.-M., H o r t o n W., Z h u P., et al. Global drift wave map test particle simulations // *Phys. Plasmas.* – 2000. – V. 7. – P. 1169–1180.
18. K h v e s y u k V. I., C h i r k o v A. Y u., P s h e n i c h n i k o v A. A. Analysis of influence of the radial electric field on turbulent transport in a tandem mirror plasma // *J. Plasma Fusion Res. Series.* – 2000. – V. 3. – P. 150–153.
19. K h v e s y u k V. I., C h i r k o v A. Y u. Stochastic drift wave model for anomalous transport in tandem mirror and FRC // *Fusion Technol.* – 2001. – V. 39 (1T). – P. 398–401.
20. Х в е с ю к В. И., Ч и р к о в А. Ю. Анализ закономерностей рассеяния частиц плазмы на нестационарных флуктуациях // *ЖТФ.* – 2004. – Т. 74, вып. 4. – С. 18–26.
21. Х в е с ю к В. И., Ч и р к о в А. Ю., К о в а л е в А. В. Некоторые особенности стохастической динамики частиц в замагниченной плазме // *Физика плазмы.* – 2002. – Т. 28. – С. 854–857.
22. C h i r k o v A. Y u., K h v e s y u k V. I., R y z h k o v S. V. Numerical Investigation of Anomalous Diffusion in Nonuniform Plasma with Drift Waves // in 29-th EPS Confer. on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Montreux, 17–21 June, 2002. ECA. 2002. V. 26B. Paper P-5.066.
23. К а д о м ц е в Б. Б., К а р п м а н В. И. Нелинейные волны // *УФН.* – 1971. – Т. 103, вып. 2. – С. 193–232.
24. C h i r k o v A. Y u. Dynamics of finite amplitude non-linear waves in sheared flows of fluids and plasmas // *Proc. III Int. Conf. "Frontiers of Nonlinear physics"*, Nizhny Novgorod-Saratov, 2007. – P. 52–53.
25. Х в е с ю к В. И., Ч и р к о в А. Ю. Нелинейные явления, связанные с распространением дрейфовых волн в плазме // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. "Физика плазмы"*. – Т. 12. – № 6. – С. 112–114.
26. T a s s o H. A non-linear equation for drift waves // *Phys. Lett. A.* – 1997. – V. 232. – P. 247–251.
27. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1988.

Статья поступила в редакцию 7.11.2007