Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 11, стр. 619 — 622 10 декабря 1991 г.

НЕОКЛАССИЧЕСКАЯ ДИФФУЗИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

А.И.Смоляков, П.Н.Юшманов

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова
123182, Москва

Поступила в редакцию 4 ноября 1991 г.

Исследуется новый механизм диффузии, возникающей при одновременном учете электростатических флуктуаций и тороидального дрейфа частиц. При этом диффузия обусловлена переходами частиц с запертых на пролетные траектории. Коэффициент диффузии оказывается несколько выше коэффициента диффузии в режиме неоклассического плато, независимо от частоты столкновений.

Дрейфовое движение частиц во флуктуационном электромагнитном поле является, по-видимому, причиной аномальности процессов переноса в плазме токамаков. При этом коэффициенты диффузии плазмы и электронной теплопроводности превышают свои неоклассические значения на один-два порядка, в то время как коэффициент ионной теплопроводности лишь в несколько раз больше неоклассического [1]. Таким образом естественно предположить, что неоклассические эффекты не полностью подавляются турбулентностью плазмы и оказывают существенное влияние на механизм аномального переноса.

В настоящем сообщении исследуется диффузия частиц в турбулентной плазме с учетом тороидального дрейфа. Влияние тороидального дрейфа в первую очередь скажется на ионах, для которых неоклассический перенос достаточно велик. Поэтому здесь мы ограничимся рассмотрением ионной компоненты плазмы, для анализа которой достаточно учесть только электростатическую составляющую флуктуаций, пренебрегая возмущениями магнитного поля.

Для описания движения частиц используем дрейфовый гамильтониан

$$H(\vec{r}_\perp, t) = c\phi(\vec{r}_\perp, t)/B - u_d[\vec{e}_d(t), \vec{r}_\perp], \tag{1}$$

где $\phi(\vec{r}_\perp, t)$ - электростатический потенциал, B - напряженность магнитного поля, $u_d = v_{ti}^2/\omega_B R$ - скорость тороидального дрейфа, $\vec{e}_d(t)$ - единичный вектор, изменяющий свое направление с характерным временем $\tau_t = 1/\omega_t = qR/v_{ti}$. Это время обусловлено движением частиц вдоль магнитного поля токамака при условии, что для продольного движения можно пренебречь влиянием электромагнитных флуктуаций [2].

Рассмотрим характер движения частиц в гамильтониане вида (1). Для типичных параметров плазмы токамака величина флуктуаций электростатического потенциала в основной градиентной области плазменного шнура по порядку величины равна $e\phi/T \cong 1/k_\perp a$ [3], где $k = 1/\lambda$ - характерный поперечный размер флуктуаций, a - малый радиус тора. При этом скорость электростатического дрейфа частиц во флуктуациях $\tilde{v} \cong ck\phi/B$ оказывается больше скорости неоклассического дрейфа

$$\frac{\tilde{v}}{u_d} = \left(\frac{ck_\perp\phi}{B}\right)\left(\frac{v_{ti}^2}{\omega_B R}\right)^{-1} = \frac{R}{a} \gg 1. \tag{2}$$

Без учета зависимости от времени в $\phi(\vec{r}_\perp, t)$ и $\vec{e}(t)$ частицы движутся по эквипотенциалям гамильтониана H. При $\tilde{v} \gg u_d$ большинство эквипотенциалей оказывается замкнутыми и локализованными вблизи экстремумов ϕ, однако небольшая доля траекторий неограничена в направлении тороидального дрейфа и обеспечивает гидродинамическое протекание частиц со средней скоростью u_d [4].

Для оценки параметров протекающих траекторий воспользуемся предположением о том, что флуктуационный электростатический потенциал является функцией общего положения с единственным характерным масштабом λ. Изолинии такого потенциала являются фрактальными кривыми, длина которых L при $L \gg \lambda$ степенным образом зависит от поперечного размера конвективной ячейки Δ [5]

$$L = \lambda(\Delta/\lambda)^d, \tag{3}$$

где $d = 1+1/\nu$ - фрактальная размерность, а $\nu = 4/3$ - критический показатель двумерной перколяции [6]. Длинные траектории с $L \gg \lambda$ возникают только для линий тока со значением гамильтониана H значительно ниже среднего значения $h \ll 1$, где $h = H/ < H^2 >^{1/2}$ относительная высота линии уровня. При этом максимальный размер конвективной ячейки образуемой такой линией тока определяется выражением

$$\Delta = \lambda h^{-\nu}. \tag{4}$$

Характерные параметры протекающих траекторий можно определить из условия обеспечения на этих линиях тока средней скорости среды $v = | < \nabla H > | = u_d$

$$f\bar{v} = u_d, \tag{5}$$

где $f \cong h^\nu$ - доля траекторий размера Δ а $\bar{v} \sim \tilde{v}\Delta/L$ - средняя направленная скорость движения по линиям заданного размера. Из этого выражения получим оценки соответственно для уровня протекания [7]

$$h_d \sim (\tilde{v}/u_d)^{-1/(1+\nu)}$$

и средней направленной скорости

$$\bar{v} \cong u_d(\tilde{v}/u_d)^{\nu/(\nu+1)}.$$

В системах, имеющих два типа траекторий - проточные и локализованные вблизи экстремумов H, процесс диффузии носит следующий характер. Частицы на проточных траекториях за время жизни этих орбит смещаются на расстояние $\Delta \cong \bar{v}\tau$. За время τ данная проточная траектория разрушается и частицы, двигавшиеся по ней, переходят на локализованные орбиты. Спустя время $t \geq \tau$ эти частицы вновь переходят на проточные траектории, но направленные случайным образом по отношению к предыдущему перемещению. Такая картина движения частиц иллюстрируется траекторией, изображенной на рис. 1. Коэффициент диффузии за счет этого процесса можно оценить как $D \cong f\bar{v}^2\tau = u_d\bar{v}\tau$.

Для достаточно узких спектров электростатического потенциала $\Delta\omega \leq (a/R)\omega_* \cong k\rho_i v_{ti}/R \cong \omega_t$, что не является слишком сильным ограничением для флуктуаций в токамаке, время жизни орбит τ определяется баунс частотой ω_t. Тогда флуктуационный коэффициент диффузии ионов с учетом тороидального дрейфа можно оценить как

$$D \cong \frac{u_d^2}{\omega_t}\left(\frac{\tilde{v}}{u_d}\right)^{4/7}. \tag{6}$$

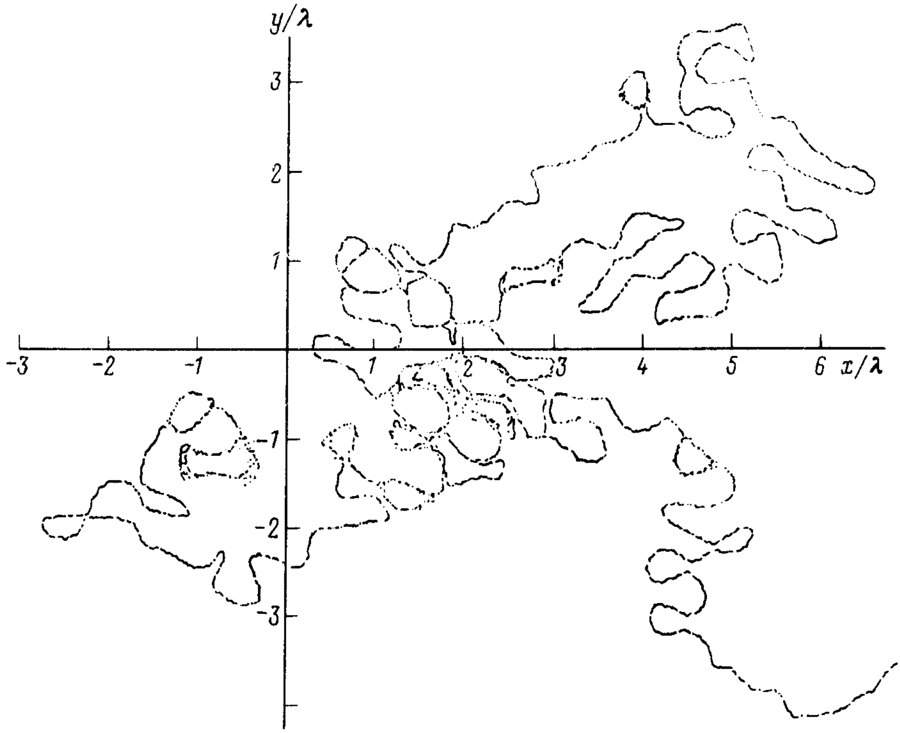

Рис. 1. Типичная траектория перколирующей частицы при $\lambda\omega_t/u_d = 1$, $\tilde{v}/u_d = 10$. Отчетливо видны участки траектории с фрактальными свойствами и захват на короткие орбиты в окрестностях экстремумов гамильтониана (жирные линии)

Первый множитель в этой оценке соответствует неоклассическому коэффициенту диффузии в режиме плато, а второй множитель обуславливает незначительное (с учетом оценки (2) порядка $(R/a)^{4/7}$) превышение над неоклассическим значением.

Строго говоря, диффузионный коэффициент (6) справедлив только в случае $u_d/\lambda\omega_t = q\rho_i/\lambda \cong 1$, когда в задаче существует один пространственный масштаб. При существенном отличии u_d/ω_t и λ процесс диффузии будет сильно усложнен наличием двух масштабов и для определения коэффициента диффузии требуются дополнительные исследования. Условие $q\rho_i \cong \lambda$, однако, не является слишком жестким и типично выполняется для флуктуаций в токамаке.

Для количественного определения коэффициента диффузии было проведено численное исследование движения частиц в гамильтониане вида (1) при $u_d/\omega_t = q\rho_i \cong \lambda$. Как видно из рис. 2, зависимость $D \cong (\tilde{v}/u_d)^{4/7}$ хорошо подтверждается численными расчетами. Резкое уменьшение коэффициента диффузии при $\tilde{v} < u_d$ соответствует исчезновению описанного выше эффекта переходов между двумя типами орбит.

Итак, одновременный учет тороидального дрейфа и электростатических флуктуаций приводит к появлению нового механизма диффузии, обусловленного переходами с локализованных на проточные траектории. Этот механизм возникает только при относительно высоких амплитудах флуктуаций ($\tilde{v} > u_d$ или $e\phi/T > \lambda/R$). При этом он сохраняется даже для стационарных возмущений $\Delta\omega = 0$ и приводит к диффузии с коэффициентом выше коэффициента неоклассического плато независимо от частоты соударений. Поэтому коэффициент переноса (6) может объяснить

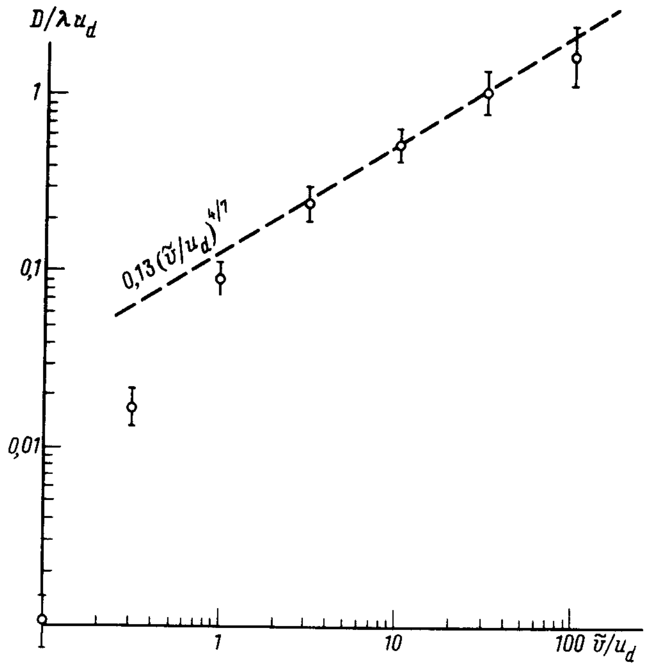

Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии от относительной амплитуды флуктуаций при $\lambda\omega_t/u_d = 1$, $\Delta\omega = 0$

как незначительную аномальность ионной теплопроводности в режиме умеренных частот соударений, так и экспериментально наблюдаемое увеличение аномального переноса в банановом режиме (1).

При конечной ширине спектра флуктуаций $\Delta\omega \geq \omega_t$ коэффициент диффузии переходит в выражение, полученное в [7]

$$D \cong \frac{u_d^2}{\omega_t}\left(\frac{\tilde{v}}{u_d}\right)^{7/10}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_t}\right)^{3/10}\left(\frac{\lambda\omega_t}{u_d}\right)^{3/10}.$$

Плавная стыковка, как и следовало ожидать, происходит только при $u_d/\lambda\omega_t = q\rho_i/\lambda \cong 1$, когда в задаче существует единственный масштаб.

1. Groebner R.J., Pfeiffer W., Blau F.P. et al., Nucl. Fusion, 1986, 26, 543.
2. Horton W., Choi D.-I., Yushmanov P.N., Parail V.V., Plasma Phys., 1987, 29, 901.
3. Liever P.C., Nucl. Fusion, 1985, 25, 543.
4. Зельдович Я.Б., Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 51.
5. Исиченко М.Б., Калда Я.Д., В кн.: Статистика многомасштабных линий уровня. Часть 1. Фрактальность береговых линий и распределение островов. Препринт ИАЭ-5055/1, 1990.
6. Saleur H., Duplantier B., Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2325.
7. Грузинов А.В., Исиченко М.Б., Калда Я.Л., ЖЭТФ, 97, 476.