

О КОНВЕКТИВНОМ ПЕРЕНОСЕ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

A.C.Бакай

Показано, что взаимодействие конвективных ячеек на нелинейной стадии развития неустойчивости в плазме, находящейся в магнитном поле с широм, приводит к образованию упорядоченных турбулентных конвективных потоков. Получены кинетические уравнения, описывающие турбулентно-конвективный перенос.

Развитие токово-конвективной и дрейфовых неустойчивостей на нелинейной стадии приводит к образованию конвективных ячеек в плазме, находящейся в магнитном поле [1, 2], что оказывает существенное влияние на перенос поперек магнитного поля. Цель настоящей статьи – показать, что взаимодействие конвективных ячеек приводит к их упорядочению и образованию турбулентных конвективных потоков поперек магнитного поля, характерных для умеренно-турбулентного состояния плазмы¹⁾.

Для определенности рассмотрим развитие токово-конвективной неустойчивости в однородной плазме, находящейся в тороидальном магнитном поле с широм при наличии градиента температуры $\partial T / \partial r < 0$. Как показано в [1], в окрестности резонансных магнитных поверхностей на нелинейной стадии образуются конвективные ячейки с характерными размерами, скоростью и временем конвекции

$$x_m = r \xi^{1/3} m^{-2/3}, \quad v_m = 2A \tilde{T}/x_m, \quad r_m = x_m/v_m, \quad (1)$$

где

$$\xi = A |\partial T / \partial r| r^{-3} a^{-1}, \quad A = q c E_0 (d\sigma / dT) / q' H_\theta \sigma, \quad a = \chi_{||} \theta^2 r^{-4}$$

\tilde{T} – возмущение температуры, q – коэффициент запаса, c – скорость света, E_0 – напряженность продольного электрического поля, H_θ – напряженность полоидального магнитного поля, σ – проводимость, θ – шир, $\chi_{||}$ – коэффициент продольной теплопроводности. Парой индексов (m , n) будем нумеровать резонансные поверхности. Средний линейный инкремент неустойчивости равен

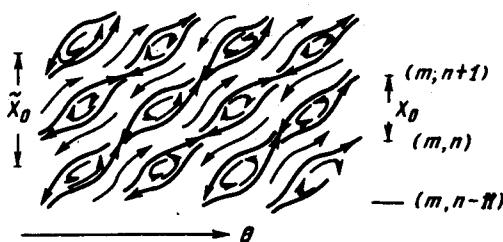
$$\gamma_m \approx -2A(\partial T / \partial r)x_m^{-1}. \quad (2)$$

Характерное расстояние между резонансными поверхностями с ячейками сравнимого масштаба равно [1] $\Delta_m \approx q^2/q' m^2$. Поскольку в перенос

¹⁾ Умеренной турбулентностью называется состояние, в котором колебания сильно нелинейны, но время корреляции движения много больше характерного времени нелинейного взаимодействия.

дают основной вклад только самые крупные ячейки при условии, что они перекрываются, то приравнивая x_m и Δ_m находим, что главный масштаб ячеек определяется числом $m_0 \approx [q^2/q' r \xi^{1/3}]^{1/4}$.

На начальной стадии неустойчивости вблизи резонансных поверхностей развивается конвекция, усиливаемая средним градиентом температуры, причем развивающиеся из начальных флюктуаций потоки у различных поверхностей нескоррелированы между собой. На нелинейной стадии, когда конвективные потоки существенно изменяют распределение температуры, перекрывающиеся ячейки сильно влияют друг на друга. На этой стадии происходит пространственное упорядочение ячеек и образование конвективных потоков (см. рисунок). Такое упорядочение является выгодным: при этом неустойчивость усиливается, поскольку локально градиент температуры увеличивается, и с другой стороны, упорядочение конвективных потоков приводит к увеличению переноса тепла (см. (5), (6)).



Наряду с ячейками главного масштаба неустойчивы мелкомасштабные ячейки, $m_0 < m < m_c$ (m_c — наименьший масштаб неустойчивости, определяемый теплопроводностью, см. [1]), турбулизующие конвективные потоки.

Кинетические уравнения умеренной турбулентности можно представить в следующем виде:

$$T_1(r, t) = w_0 T_1(r - x_0, t - \tilde{\tau}_0) + (1 - w_0) T_2(r, t - \tilde{\tau}_0), \quad (3)$$

$$T_2(r, t) = (1 - w_0) T_1(r, t - \tilde{\tau}_0) + w_0 T_2(r + x_0, t - \tilde{\tau}_0),$$

где T_1 , T_2 — средняя температура в восходящем и нисходящем потоках, $\tilde{\tau}_0 = \sqrt{2}x_0/v_0$ и v_0 определяются соотношениями (1), в которых следует положить $m = m_0$. $T = T_+ = \frac{1}{2}(T_1 + T_2)$, $\bar{T} = T_- \equiv \frac{1}{2}(T_1 - T_2)w_0$ — коэффициент упорядочения, описывающий вероятность того, что элемент потока останется в восходящем (нисходящем) потоке после обхода конвективной ячейки. Переход элемента из потока в поток происходит благодаря турбулентному поперечному переносу, поэтому

$$w_0 \approx \frac{1}{2} \left[1 + \exp \left(- \frac{\pi^2 X_{10} \tilde{\tau}_0}{x_0^2} \right) \right], \quad (4)$$

Выражение для коэффициента поперечной теплопроводности X_{10} можно найти в [1] с учетом того, что в него дают вклад только мелкие ячейки.

Уравнения (3) по виду совпадают с уравнениями умеренно-турбулентной релаксации размытого по скорости пучка [3]. Из них следует, что в квазистационарном состоянии

$$T_- = w_o x_o T'_+ / 2(1 - w_o), \quad T'_+ \equiv \partial T / \partial r, \quad (5)$$

$$q_T = \frac{1}{4} [w_o / (1 - w_o)]^2 x_o^2 \gamma_o T'_+, \quad \gamma_o \equiv \gamma_{m_o}. \quad (6)$$

Здесь q_T — поток тепла.

Из (5) видно, что в области локализации ячейки градиент температуры $\sim 2T_-/x_o$ в $w_o/(1 - w_o)$ больше среднего градиента T'_+ и равен последнему в отсутствие порядка, т. е. при $w_o = 1/2$. Выражение (5), связывающее амплитуду флуктуаций температуры постулируется в полуэмпирических теориях турбулентности, использующих понятие длины перемешивания l_{mix} ¹). В нашем случае $l_{mix} = x_o w_o / 2(1 - w_o)$.

Коэффициент сильно турбулентной теплопроводности оценивается выражением $\chi_{1o}^{(ST)} \approx x_o^2 \gamma_o / 4$ [5]. Если множитель при T'_+ в (6) трактовать как коэффициент умеренно-турбулентной теплопроводности, то видно, что он в $[w_o / (1 - w_o)]^2$ раз больше $\chi_{1o}^{(ST)}$ и совпадает с последним при $w_o = 1/2$, т. е. в отсутствие порядка.

Заметим, что упорядочение перекрывающихся ячеек сходно с возбуждением квазимоды [7] с той, однако, разницей, что первое имеет место благодаря нелинейному взаимодействию ячеек, а последнее возможно на линейной стадии при специальном выборе начальных условий.

Аналогичный предложенному подход применим при анализе электростатических конвективных ячеек [2] и перекрытия расщепленных магнитных поверхностей [8], возникающих при развитии дрейфовых неустойчивостей. В последнем случае упорядочение магнитных островов приводит не к стохастической диффузии [8, 9], а к поперечной конвекции магнитных силовых линий и связанной с этим аномальной электронной теплопроводности.

Автор благодарен Б.Б. Кадомцеву за обсуждение результатов работы.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 мая 1978 г.

Литература

- [1] Б.Б. Кадомцев, О.П. Погуце. Кн. "Вопросы теории плазмы", вып. 5, Атомиздат, 1967.
- [2] C. L. Cheng, H. Okuda. Phys. Rev. Lett., 38, 708, 1977.
- [3] А.С. Бакай. ДАН СССР, 237, №5, 1977.
- [4] А.С. Бакай, Ю.С. Сигов. Препринт ИПМ АН СССР, №52, 1977.
- [5] Б.Б. Кадомцев. Кн. "Вопросы теории плазмы", 4, Атомиздат, 1964.

¹⁾ О применении такого подхода для описания токово-конвективной турбулентности см. [5, 6].

- [6] A.B.Недоспасов. УФН, 116, 643, 1975.
 - [7] K. V. Roberts , J. B. Taylor . Phys . Fluids , 8, 315, 1965.
 - [8] J. D. Callen. Preprint , ORNL/TM-5974.
 - [9] T. H. Stix . Phys . Rev. Lett ., 30, 833, 1973.
-