

$$\Gamma_{\perp} = -D \partial n / \partial x = (c/B) \langle \tilde{n} \tilde{E}_{\perp} \rangle,$$

где \tilde{n} , \tilde{E}_{\perp} — флуктуации плотности частиц и напряжённости электр. поля, связанные с дрейфовыми колебаниями; D — коэф. Т. д. С учётом типичной амплитуды насыщения дрейфовой неустойчивости $\tilde{n}/n \sim 1/k_{\perp} a$ (a — характерный размер поперечной неоднородности плотности, k_{\perp} — волновое число) коэф. Т. д. плазмы на электростатич. дрейфовых волнах имеет значение

$$D \sim \gamma / k_{\perp}^2.$$

Здесь γ — инкремент неустойчивости, а характерное значение $k_{\perp} \approx (0,1 - 0,3) \omega_{H\alpha} / c_s$, где c_s — скорость ионного звука. В случае дрейфово-диссипативной неустойчивости отсюда следует коэф. Бома диффузии.

Поперечный аномальный тепловой поток частиц данного сорта на электростатич. дрейфовых волнах

$$Q_{\perp} = n \chi \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{5c}{2B} \langle \tilde{p} \tilde{E}_{\perp} \rangle,$$

где \tilde{p} — флуктуации давления, χ — коэф. турбулентной теплопроводности плазмы.

В плазме достаточно большого давления [когда $p \gg (B^2/8\pi) m_e/m_i$] могут возбуждаться эл.-магн. дрейфовые волны. Обусловленные ими флуктуации магн. поля \tilde{B}_{\perp} , перпендикулярные осн. магн. полю, приводят к дополнит. поперечному переносу частиц и тепла. Аномальный ср. поток частиц за счёт эл.-магн. флуктуаций есть

$$\Gamma_{\perp} = (c/B) \langle \tilde{n} \tilde{E}_{\perp} \rangle - (1/eB) \langle \tilde{j}_{e\parallel} \tilde{B}_{\perp} \rangle.$$

Здесь $\tilde{j}_{e\parallel}$ — флуктуации электронного тока. В этом случае поперечный аномальный тепловой поток равен

$$Q_{\perp} = (5c/2B) \langle \tilde{p} \tilde{E}_{\perp} \rangle + (T/e_{\alpha} B) \langle \tilde{j}_{\parallel} \tilde{B}_{\perp} \rangle + (j_{\parallel}/e_{\alpha} B) \langle T \tilde{B}_{\perp} \rangle + q_{\perp},$$

где \tilde{T} — флуктуации темп-ры, e_{α} — заряд частиц сорта α . Поток q_{\perp} связан с тепловым движением частиц вдоль флуктуирующих магн. силовых линий. В гидродинамич. режиме

$$q_{\perp} = -\kappa_{\perp} \langle (\tilde{B}_{\perp}/B)^2 \rangle \frac{\partial T}{\partial x} - \kappa_{\perp} \left\langle \frac{B_{\perp}}{B} \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle$$

(κ_{\perp} — коэф. классич. продольной теплопроводности). В бесстолкновит. режиме, когда, напр., длина свободного пробега электронов λ_e больше продольной длины корреляции L_c флуктуаций магн. поля \tilde{B}_{\perp} , коэф. температуропроводности электронов χ_e за счёт флуктуаций магн. поля \tilde{B}_{\perp} равен

$$\chi_e \approx \nu_{Te} L_c \langle (B_{\perp}/B)^2 \rangle,$$

причём аномальный перенос связан со стохастизацией магн. силовых линий. В сильно турбулентной плазме, когда выполнено условие $|\tilde{B}_{\perp}| > B/k_{\perp} L_c$, коэф. χ_e пропорц. амплитуде магн. флуктуаций:

$$\chi_e \propto \nu_{Te} |\tilde{B}_{\perp}| / B k_{\perp}.$$

Источником магн. флуктуаций могут быть и др. неустойчивости плазмы, напр. *тиринг-неустойчивость*.

Обычно в плазме одновременно развивается целый ряд микронестойчивостей, каждая из к-рых даёт свой вклад в аномальный перенос, причём разный в разл. областях плазменного объёма. Напр., в токамаке на краях плазменного объёма осн. вклад в аномальный перенос дают электростатич. флуктуации, а в центр. области плазмы — магнитные. Коэф. Т. д. в токамаках $D \approx \chi_e/4 \approx 10^4$ см²/с; результаты эксперимента и теории совпадают.

Кроме Т. д. перенос энергии в плазме может быть связан с неоднородностью удерживающего плазму магн. поля, т. к. в этом случае часть запертых частиц плазмы (см. *Магнитные ловушки*) может двигаться кроме мелкомасштабного ларморовского вращения по крупномасштабным замкнутым дрейфовым орбитам. В токамаках такие орбиты наз. бананами, а связанная с ними диффузия — банановой или неоклассической. В экспериментах на тока-

маках диффузия электронов всегда аномальна, а диффузия ионов бывает и неоклассической.

Примером Т. д. является диффузия в межзвёздной среде. Осн. источником энергии этой турбулентности служат взрывы *сверхновых звёзд*, для к-рых характерно, что плотность энергии магн. поля $B^2/8\pi$ порядка плотности кинетич. энергии ионизованного газа $\rho v^2/2$. Турбулентность является магнитогидродинамической, а Т. д. наз. магнитной. Для типичных параметров межзвёздной турбулентности $l \sim 100$ парсек, $v \sim 10$ км/с коэф. магнитной Т. д. $D_m = (1/3)lv \sim 10^{26}$ см²/с. Столь высокое значение D_m показывает, что крупномасштабные галактич. магн. поля не могут иметь реликтовое происхождение, поскольку относительно быстро, за время $\sim 10^8$ лет, они должны быть разрушены магнитной Т. д., к-рая приводит к их выносу из центр. части на периферию спиральных галактик.

Лит.: Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Liewer P. C., Measurements of microturbulence in tokamaks and comparisons with theories of turbulence and anomalous transport, «Nucl. Fusion», 1985, v. 25, № 5, p. 549; Румянкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М., Магнитные поля галактик, М., 1988; Horton W., Nonlinear drift waves and transport in magnetized plasma, «Phys. Repts», 1990, v. 192, № 1, p. 1; Кадомцев Б. Б., Основы физики плазмы токамака, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 10, ч. 1, М., 1991, с. 5.

Н. С. Ерохин, А. К. Некрасов.

ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ — форма течения жидкости или газа, при к-рой вследствие наличия в течении многочисл. вихрей разл. размеров жидкие частицы совершают хаотич. неуставившиеся движения по сложным траекториям (см. *Турбулентность*), в противоположность ламинарным течениям с гладкими квазипараллельными траекториями частиц. Т. т. наблюдаются при определ. условиях (при достаточно больших *Рейнольдса числах*) в трубах, каналах, пограничных слоях около поверхностей движущихся относительно жидкости или газа твёрдых тел, в следах за такими телами, струях, зонах перемешивания между потоками разной скорости, а также в разнообразных производных условиях.

Т. т. отличаются от ламинарных не только характером движения частиц, но также распределением осреднённой скорости по сечению потока, зависимостью средней или макс. скорости, расхода и коэф. сопротивления от числа Рейнольдса *Re*, гораздо большей интенсивностью тепло- и массообмена.

Профиль осреднённой скорости Т. т. в трубах и каналах отличается от параболич. профиля ламинарных течений меньшей кривизной у осн и более быстрым возрастанием скорости у стенок, где за исключением тонкого вязкого подслоя (толщиной порядка $30\nu/u_*$, где ν — вязкость, $u_* = (\tau/\rho)^{1/2}$ — «скорость трения», τ — турбулентное напряжение трения, ρ — плотность) профиль скорости $\bar{u}(y)$ описывается универсальным по *Re* логарифмич. законом:

$$\bar{u}(y)/u_* = A \log(y/y_0) + B,$$

где y_0 равно ν/u_* при гладкой стенке и пропорционально высоте бугорков при шероховатой.

Турбулентный пограничный слой в отличие от ламинарного обычно имеет отчётливую границу, нерегулярно колеблющуюся во времени в пределах $(0,4 - 1,2)\delta$, где δ — расстояние от стенки, на к-ром скорость достигает 99% от значения вне пограничного слоя; в этой области скорость растёт с удалением от стенки быстрее, чем по логарифмич. закону.

Струи, следы и зоны перемешивания обладают приблизит. автомодельностью: с расстоянием x от нач. сечения масштаб длины L растёт как x^m , а масштаб скорости U убывает как x^{-n} , где для объёмной струи $m=n=1$, для плоской $m=1, n=1/2$, для объёмного следа $m=1/3, n=2/3$, для плоского следа $m=n=1/2$, для зоны перемешивания $m=1, n=0$. Граница турбулентной области здесь также отчётливая, но нерегулярной формы и колеблется шире, чем у пограничных слоёв, в плоском следе — в пределах $(0,4 - 3,2)L$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости