

плазмы). При рассмотрении движения П. методами МГД необходимо учитывать степень вмороженности поля, определяемую магнитным Рейнольдса числом $N_R = 4\pi L v \sigma c^{-2}$, где σ — электропроводность, L — характерный для П. размер.

Примером неустойчивого равновесия может служить т. н. z -пинч, возникающий при разряде между двумя электродами (рис. 7). Протекание тока по z -линчу является сложным процессом, т. к. появление в нём к.-л. электрич. полей вызывает одинаковый дрейф и электронов, и ионов, что само по себе не приводит к току. Ток в пинче возможен лишь за счёт его неоднородности, однако

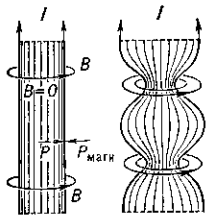


Рис. 7. Образование перетяжек на канале разряда, сжатого собственным магнитным полем: I — ток; B — индукция магнитного поля, равная нулю внутри разряда.

эта неоднородность приводит к неустойчивости: на поверхности z -пинча легко образуются желобки, идущие вдоль магн. поля (желобковая неустойчивость), и быстро нарастают перетяжки, стремящиеся его оборвать (см. Пинч-эффект). В мощных разрядах с токами $\sim 10^6$ А в дейтериевой плазме такой процесс сопровождается нек-рыми ядерными реакциями и испусканием нейтронов и жёстких рентг. лучей, что впервые было обнаружено Л. А. Арцимовичем, М. А. Леонтовичем и их сотрудниками.

Если внутри пинча создать продольное магн. поле B_z , то, двигаясь вместе с П. (из-за вмороженности), оно своим давлением будет препятствовать развитию перетяжек. Условие равновесия пинча — равенство газокинетич. и магн. давлений $p_{\text{газ}} = B^2/8\pi$ (т. н. условие Беннета).

Кинетическое описание

Наиб. детальным методом описания П. является кинетический, основанный на использовании ф-ции распределения частиц по координатам и импульсам $f(t, r, p)$. В состоянии термодинамич. равновесия эта ф-ция имеет вид универсального Максвелла распределения, а в общем случае её находят из кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + F \frac{\partial f}{\partial p} = C(f).$$

Здесь $F = eE + (e/c)[vB]$ — внеш. сила, действующая на заряж. частицу П., а член $C(f)$ учитывает взаимные столкновения частиц. При рассмотрении быстрых движений П. столкновениями часто можно пренебречь, полагая $C(f) = 0$. Тогда кинетич. ур-ние наз. бестолкновительным ур-нием Власова с самосогласов. полями E и B , к-рые сами определяются движением заряж. частиц (см. Кинетические уравнения для плазмы). Если П. полностью ионизована, т. е. в ней присутствуют только заряж. частицы, то их столкновения ввиду преобладающей роли далёких пролётов (см. выше) эквивалентны процессу диффузии в пространстве импульсов (скоростей). Выражение $C(f)$ для такой П. было получено Л. Д. Ландау и может быть записано в виде

$$C(f) = \nabla \cdot (\hat{D} \nabla f - f F_{\text{дин}}), \quad (*)$$

где $\nabla = \partial/\partial p$ — градиент в импульсном пространстве, \hat{D} — тензорный коэф. диффузии в этом же пространстве, $F_{\text{дин}}$ — сила взаимного (т. н. динамического) трения частиц. При расчётах плазменных потерь в токамаке членом с $F_{\text{дин}}$ можно пренебречь, а в тензоре \hat{D} учитывать лишь компоненты, описывающие диффузию только по направлениям скорости.

Кинетич. описание позволяет рассчитать коэф. переноса для таких явлений, как электропроводность, вяз-

кость, теплопроводность и диффузия, к-рые необходимо учитывать в ур-ниях МГД в условиях, когда столкновения играют существенную роль. Электропроводность П. примерно равна $\sigma = \tau_{ee} ne^2/m_e$, а др. коэф. — температуропроводности, кинематич. вязкости и диффузии можно оценить по единой ф-ле

$$\chi \sim \nu \sim D \approx l^2/\tau,$$

если в П. нет магн. поля (l — длина свободного пробега). Если же оно присутствует и достаточно велико, так что выполнено условие $\omega_B \gg 1$ («замагниченная» П.), то длину свободного пробега в предыдущей ф-ле следует заменить на ларморовский радиус электронов либо ионов в зависимости от того, какие частицы участвуют в рассматриваемом процессе. В термоядерных установках определяющую роль играет группа т. н. запертых частиц, имеющих малую продольную скорость и захватываемых неоднородностями магн. поля. Напр., в токамаке такие частицы описывают «банановые» траектории, и для них коэф. диффузии определяется не ларморовским радиусом, а размером «банана». Кроме того, следует учитывать, что столкновения переводят частицы из состояния «запертых» в состояние «пролётных» и наоборот, и этот процесс определяет эфф. значение времени $\tau_{\text{эфф}}$ в коэф. диффузии. Такая теория процессов переноса в П., учитывающая геометрию магн. поля, наз. неоклассической, и она хорошо описывает потери ионов (см. Переноса процессы в плазме). Во мн. случаях, однако, в П. могут рождаться мелкие «вихри» и возбуждаться интенсивные колебания. Тогда реальные процессы переноса определяются не столкновениями, а величиной, уровнем этих колебаний, как это имеет место, напр., в токамаке для электронов. Такие потери наз. аномальными.

Классификация взаимодействий

При высоких темп-рах и низкой плотности П. можно пренебречь столкновениями частиц с частицами. Однако в случае, когда в П. возбуждены волны к.-л. типа (см. ниже), необходимо учитывать взаимодействие частиц с волнами. При не слишком больших амплитудах колебаний в П. подобные «столкновения», как и при далёких пролётах, сопровождаются малыми изменениями импульса частиц и член $C(f)$ сохраняет свой «диффузионный» вид с тем отличием, что коэф. \hat{D} определяется интенсивностью волн. Важнейшим результатом кинетич. описания П. является учёт взаимодействия волны с группой т. н. резонансных частиц, скорости к-рых совпадают со скоростью распространения волны. Именно эти частицы наиб. эффективно обмениваются с волной энергией и импульсом. В 1946 Ландау предсказал возможность основанного на таком обмене бесстолкновительного затухания ленгмюровских волн, впоследствии обнаруженного в опытах с П. (Ландау затухание). Если в П. направить дополнит. пучок частиц, то подобный обмен может приводить не к затуханию, а к усилению волн.

По аналогии с квантовой электродинамикой разл. типы взаимодействий в П. удобно изображать графически, подобно диаграммам Фейнмана, на к-рых сплошная ломаная линия означает частицу, волнистая линия изображает волну к.-л. типа, а пересечение этих линий образует «узел». По числу узлов различают процессы первого порядка, второго, третьего и т. д., условно изображённые в таблице (рис. 8).

Две диаграммы первого порядка изображают процесс излучения и по-

Порядок процесса			
I	II	III	IV

Рис. 8. Графическое изображение различных типов взаимодействия частиц и волн в плазме.