

явно электрич. поля и не зависит от тока, протекающе-го через неоднородную плазму.

Диффузия в плазме с ионами разных сортов даже при  $j = 0$  не сводится к амбиполярной, т. к. электрич. поле оказывается пропорциональным градиентам всех парциальных концентраций. При этом нек-рые потоки частиц могут быть направлены в сторону возрастания их концентрации. В многокомпонентной плазме или в случае, когда подвижности зависят от электрич. поля, протекание пост. тока приводит к движению неоднородностей со скоростью  $a$  м б и п о л я р н о г о дрейфа. В плазме, содержащей  $k$  сортов заряд. частиц с пост. подвижностями, имеется  $(k - 2)$  разл. значений скорости амбиполярного дрейфа, соответствующих разным типам сигналов. Напр., если имеются ионы двух сортов ( $i_1, i_2$ ) с подвижностями  $b_{i1} \gg b_{i2}$ , то при  $n_{i2} = \text{const}$  скорость амбиполярного дрейфа

$$v_a = \frac{j b_{i1} n_{i2}}{e b_e (n_{i1} + n_{i2})^2}. \quad (*)$$

В простой газоразрядной плазме обычно существенна зависимость подвижности электронов от электрич. поля  $b_e(E)$ . При этом  $v_a = E b_i \hat{b}_e / (1 + \hat{b}_e)$ , где  $\hat{b}_e = \partial(\ln b_e) / \partial(\ln E)$ . Скорость амбиполярного дрейфа  $v_a$  характеризует распространение квазинейтральных возмущений концентрации (волн плотности) плазмы. Большие возмущения (как волны большой амплитуды) из-за нелинейной связи между концентрациями и скоростями потоков (\*) деформируются и опрокидываются. Возникают области с резкими градиентами концентрации — скачки, аналогичные ударным волнам, — где существенна диффузия или нарушается квазинейтральность. Если же масштаб неоднородностей  $L \ll T_l / (eE)$ , то эволюция их и при наличии тока определяется лишь диффузией.

П. п. в слабоионизованной плазме в магнитном поле. Т. к. смещение заряд. частиц поперёк магн. поля  $B$  уменьшается с ростом  $B$ , то коэф. переноса являются тензорами: вдоль  $B$  их компоненты такие же, как и при  $B = 0$ , а поперёк — малы. При  $\omega_a / \nu_a \gg 1$  ( $\omega_a = |Z_a| B / m_a c$  — циклотронная частота) в слабоионизов. плазме поперечные диагональные элементы тензоров диффузии имеют вид

$$D_{a\perp} = \frac{T_a b_{a\perp}}{|Z_a|} \sim D_{a\perp}^{(T)} \sim \chi_{a\perp} \sim \rho_a^2 \nu_a$$

( $\rho_a = \sqrt{2 T_a / m_a} / \omega_a$  — ларморовский радиус). В сильном магн. поле  $D_{e\parallel} \ll D_{i\parallel}$ , тогда как  $D_{e\parallel} \gg D_{i\parallel}$ . Недиагональные (холловские) компоненты тензоров подвижности в этих же условиях ( $\omega_a / \nu_a \gg 1$ ) соответствуют дрейфу в скрещенных полях:

$$b_{e\perp} = b_{i\perp} = \frac{c}{B}; \quad D_{a\perp} = \frac{T_a b_{a\perp}}{|Z_a|} \sim D_{a\perp}^{(T)} \sim \chi_{a\perp} \sim \frac{c T_a}{B |Z_a|}.$$

Даже в простой слабоионизов. плазме в магн. поле перенос частиц не сводится к амбиполярной диффузии. Для её реализации был бы необходим электрич. потенциал, тормозящий во всех направлениях наиб. подвижные частицы (электроны — вдоль  $B$ ; ионы — поперёк  $B$ ). Такой потенциал, как правило, не удовлетворяет граничным условиям и может реализоваться лишь в исключит. случаях. Поэтому и ур-ние амбиполярной диффузии описывает лишь одномерную эволюцию поперёк  $B$ , а также эволюцию профилей вида  $n(r, z) = n_1(r) n_2(z)$  ( $z$  — координата вдоль  $B$ ,  $r$  — поперёк  $B$ ) в диэлектрич. баллоне или в неограниченной плазме (в последнем случае такой профиль реализуется лишь при очень сильном превышении возмущённой концентрации над фоновой). Характерное диффузионное время жизни при этом

$$\tau_A^{-1} = D_{i\parallel} \frac{1 + T_e / T_i}{L_p^2} + D_{e\parallel} \frac{1 + T_i / T_e}{L_1^2},$$

где  $L_{i\parallel}, L_1$  — размеры неоднородности вдоль и поперёк  $B$ . В общем случае условие квазинейтральности требует равенства  $\text{div} \Gamma_e = \text{div} \Gamma_i$  и по плазме протекает вихревой ток. Тогда эволюция может определяться не наименьшими, а наибольшими коэф. диффузии по каждому направлению. Такой режим «короткого замыкания» наблюдается при диффузии плазмы, ограниченной металлич. стенками. При этом электроны уходят из плазмы вдоль  $B$ , ионы — поперёк  $B$ , и по плазме протекает ток, к-рый замыкается через проводящие стенки камеры. Характерное время такой диффузии

$$\tau^{-1} \sim \frac{D_{e\parallel}}{L_1^2} + \frac{D_{i\parallel}}{L_1^2}$$

может быть на порядки меньше амбиполярного. В неограниченной плазме возмущение её концентрации приводит к появлению вихревого тока, к-рый определяет диффузионную эволюцию неоднородности. На рис. 1 приведены поверхности пост. концентрации при диффузии малого (точечного) возмущения в однородной неограниченной плазме. Характерные размеры возмущённой области вдоль и поперёк  $B$  определяются наиб. подвижными в каждом направлении частицами и равны соответственно

$$L_{i\parallel} = \sqrt{D_{e\parallel} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) t};$$

$$L_{\perp} = \sqrt{D_{i\perp} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) t}.$$

Для выбранного на рис. 1 примера отношение  $L_{i\parallel} / L_{\perp}$  равно 10. Поляризац. электрич. поле вызывает протекание электронного и ионного токов по фоновой плазме, поддерживающих квазинейтральность и

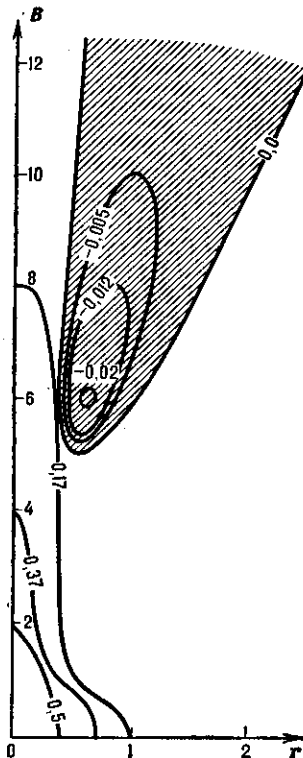


Рис. 1. Линии равной концентрации при диффузии точечного возмущения в однородной неограниченной плазме. Размеры области возмущения вдоль поля в 10 раз больше области возмущения поперёк поля.

формирующая область с пониж. концентрацией плазмы (заштрихована на рис. 1). Скорость амбиполярного дрейфа в магн. поле отлична от нуля даже в простой слабоионизов. плазме. Поэтому при протекании внеш. тока через неоднородность эволюция её сопровождается движением и нелинейной деформацией профиля, образованием скачков и разделением неоднородности на движущиеся с разной скоростью сгустки плазмы.

П. п. в полностью ионизованной плазме в однородном магнитном поле. Неоднородная плазма разлетается вдоль  $B$  со скоростью ионно-звуковых волн  $\sim \sqrt{(T_e + T_i) / m_i}$ , поэтому не существует диффузии простой, полностью ионизованной плазмы вдоль  $B$ , реализуется только диффузия поперёк поля, определяемая электронами  $D_{\perp} = D_{e\perp} = D_{i\perp} \sim \rho_e^2 \nu_e$ . Подвижности компонент также отсутствуют — определена только суммарная проводимость. Оценки для температуропроводности такие же, как и в слабоионизов. плазме, т. е.  $\chi_{e\parallel} \sim \sqrt{m_i / m_e} \chi_{i\parallel}$  при  $T_e \sim T_i$ . В сильном магн. поле