

Если измерять  $\mathcal{E}$  в эВ, то  $\sigma_0 \sim 10^{-13} \text{ см}^2$ . Следовательно, при  $\mathcal{E} \lesssim 1$  эВ значение  $\sigma_{\text{ст}}^{\text{кул}}$  существенно больше газокинетического ( $\sigma_{\text{ст}}^{\text{кин}} \sim 10^{-16}$ ), но уже при  $\mathcal{E} \geq 30$  эВ оно равно  $\sigma_{\text{ст}}^{\text{кин}}$ .

Др. важное отличие плазменных «проводников» от конденсированных заключается в том, что большинство плазменных образований существуют при условии, что через них протекает ток. Таковы классич. электрические разряды в газах, плазма в плазменных ускорителях, токамаках и др. При изменении тока плазменная структура (конфигурация) плавно или скачкообразно изменяется, в ней могут в широком диапазоне частот развиваться колебания (от акустических до ленгмюровских), на электродах возникает «привязки» и т. п. Около электродов, помещённых в плазму, обычно возникают приэлектродные слои, падение потенциала на к-рых может существенно превосходить падение потенциала в осн. части плазменного объёма (напр., в тлеющем разряде). По этой причине для большинства плазменных систем особое значение имеют не дифференциальные, типа (1), а интегральные характеристики П. п. Для стационарных систем это, в первую очередь, *вольт-амперные характеристики*:

$$U_p = U_p(I_p), \quad (4)$$

к-рые связывают приложенное напряжение  $U_p$  с протекающим через плазменную конфигурацию током  $I_p$ . В нестационарных условиях их эквивалентами являются «осциллограммы» тока и напряжения:

$$I_p = I_p(t), \quad U_p = U_p(t). \quad (5)$$

Исключая из этих выражений  $t$ , получим для существенно нестационарных разрядов неоднозначные зависимости  $U_p(I_p)$ .

Если длина свободного пробега частиц достаточно мала, то динамику их поведения в плазме можно описать в гидродинамич. приближении (см. *Двухжидкостная гидродинамика плазмы*).

В этом случае для частиц каждого сорта записывается ур-ние движения, учитывающее и давление, и трение компонент друг о друга. Система этих ур-ний предельно упрощена, но тем не менее даёт правильное качественное, а во мн. случаях и количественное описание процессов.

Если время свободного пробега электронов  $\tau_{e0} \rightarrow 0$ , то усреднённая скорость электронной компоненты оказывается соизмеримой со скоростями тяжёлых компонент, и поэтому, учитывая малую массу электронов, во мн. случаях течение электронной компоненты можно считать безынерционным, а саму её — находящейся в квазистатич. состоянии. В результате ур-ние движения для электронов принимает вид обобщённого закона Ома:

$$j/\sigma = E + c^{-1}[v_e H] + \nabla p_e/en. \quad (6)$$

Переход от (6) к (2) сводится к замене  $v_e \rightarrow v = v_i$  и пренебрежению  $\nabla p_e/en \sim kT_e/L$ , где  $L$  — характерный масштаб неоднородности плазменного образования. Такой переход означает игнорирование *Холла эффекта* и термоэлектрич. явлений, и это допустимо для конденсиров. сред, где эти эффекты выражены сравнительно слабо. Однако в плазме они могут стать определяющими. Так, напр., в термоядерных системах  $T_e \sim 10$  кэВ, следовательно, термич. разность потенциалов может достигать десятков кВ. В то же время омический член  $|j/\sigma|$  может быть очень малым. Так, напр., в токамаке при ср. плотности тока в шнуре  $j \sim 50 \text{ А/см}^2$  и  $T_e \sim 10$  кэВ П. п.  $\sigma \sim 10^7 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ . Отсюда  $j/\sigma \sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ В/см}$ . В этих условиях большую роль в плазме начинает играть эффект Холла, т. е. в (6) входит не  $v$ , как в (2), а  $v_e = v - j/en$ . Тогда получим

$$j/\sigma = E^* - (enc)^{-1}[jH], \quad (7)$$

где

$$E^* = E + c^{-1}[v_e H] + \nabla p_e/en. \quad (8)$$

Второй член в правой части (7) обычно наз. холловским. В этом случае различают П. п. по полю и поперёк магн. поля (см. *Ома обобщённый закон*). Классич. проводимость  $\sigma_1$  поперёк магн. поля с ростом  $H$  убывает  $\sim H^{-2}$ , а «холловская» проводимость, обязанная дрейфу электронов в скрещенных  $E-H$ -полях, убывает медленнее:  $\sigma_{\text{холл}} \sim H^{-1}$ . Проводимость вдоль магн. поля от  $H$  не зависит. При расчёте тока в плазме по ф-лам (7) и (8) надо знать скорость ионных компонент  $v_a$ . В этом случае токи в плазме определяются не просто проводимостью и разностью потенциалов, приложенной к плазменному промежутку, а являются результатом коллективного взаимодействия всей самоорганизующейся плазменной конфигурации. Если конфигурация осесимметрична, а магн. поле имеет только одну азимутальную компоненту  $H_\theta$ , то такая конфигурация имеет вид неограниченного цилиндра. Это означает, что если имеется гофриров. проводник, то при  $\sigma H \gg enc$  линии электрич. тока перестают заходить в выступы (рис. 1).

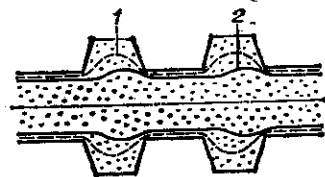


Рис. 1. Линии тока в гофрированном проводнике: 1 — токовая поверхность, внутри которой  $I \approx 0,9 I_{\text{макс}}$  при  $\sigma H/enc = 5$ ; 2 — то же при  $\sigma H/enc = 25$ .

Величина П. п.  $\sigma$ , введённая феноменологически в гидродинамич. рассмотрении, может быть вычислена более строго [1], с использованием *кинетических уравнений* для плазмы, тогда для проводимости ионно-электронной плазмы получим ряд ф-л:

$$\sigma_1 \approx 1,96\sigma_1; \quad (9a)$$

$$\sigma_1 [\text{абс. ед.}] = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m} \approx \frac{0,9 \cdot 10^{13}}{(\Lambda/10)Z} T_e^{3/2} [\text{эВ}]; \quad (9b)$$

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e} T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} \Lambda e^2 Z n}. \quad (9b)$$

Здесь  $Z$  — заряд иона,  $\Lambda$  — *кулоновский логарифм*. В случае полностью ионизованной плазмы проводимость зависит только от темп-ры, возрастая пропорционально  $T_e^{3/2}$ , и не зависит от концентрации плазмы. Это объясняется тем, что время свободного пробега

$$\tau_e \propto \left( \sigma_{\text{ст}}^{\text{кул}} n_i v_e \right)^{-1} \propto T_e^{3/2}/n_e,$$

поскольку  $\sigma_{\text{ст}}^{\text{кул}} \propto T_e^{-2}$ , а  $n_i \approx n_e$ .

Иначе ведёт себя коэф. электропроводности в случае слабоионизов. плазмы, у к-рой частота столкновений электронов с нейтралами больше, чем с ионами. Его можно определить, зная  $n_e$  и  $\tau_e$ , по ф-ле

$$\sigma^{-1} = (m_e/n_e e^2) \sum \tau_{ea}^{-1}.$$

Если плазма достаточно плотная и близка к равновесной, то оценку концентрации электронов можно получить с помощью *Саха формулы*.

Однако это лишь оценочные расчёты, они могут заметно расходиться с экспериментами из-за загрязнения плазмы. Наличие примесей может существенно увеличивать концентрацию электронов. Учитывая, что при малых энергиях частиц  $\mathcal{E}$  кулоновское сечение (3) существенно больше (в  $\sim 10^3 - 10^4$  раз) газокинетического, газ со степенью ионизации  $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$  мо-