

развитием астрофизики, космофизики (наблюдение космич. П. и объяснение процессов в ней) и физики верхней атмосферы Земли — особенно в связи с полётами космич. летат. аппаратов, а также интенсификацией исследований по проблеме УТС.

Основные свойства

В резком отличии свойств П. от свойств нейтральных газов определяющую роль играют два фактора. Во-первых, взаимодействие частиц П. между собой характеризуется кулоновскими силами притяжения и отталкивания, убывающими с расстоянием гораздо медленнее (т. е. значительно более дальнедействующими), чем силы взаимодействия нейтральных частиц. По этой причине взаимодействие частиц в П. является, строго говоря, не парным, а коллективным — одновременно взаимодействует друг с другом большое число частиц. Во-вторых, электр. и магн. поля сильно действуют на П., вызывая появление в ней объёмных зарядов и токов и обуславливая целый ряд специфич. свойств П. Эти отличия позволяют рассматривать П. как особое, «четвёртое» состояние вещества.

К важнейшим свойствам П. относится квазинейтральность. Она соблюдается, если линейные размеры области, занимаемой П., много больше *дебавевского радиуса экранирования*

$$r_D = \sqrt{kT_e T_i / 4\pi e e_i (n_e T_e + n_i T_i)}$$

e_e и e_i — заряды электронов и ионов, n_e и n_i — электронная и ионная плотности; здесь и ниже используется абсолютная Гаусса система единиц. Следовательно, лишь при выполнении этого условия можно говорить о П. как таковой. Электр. поле отд. частицы в П. экранируется частицами противоположного знака, т. е. практически исчезает на расстояниях порядка r_D от частицы. Величина r_D определяет и глубину проникновения внеш. электростатич. поля в П. Квазинейтральность может нарушаться вблизи границы П., где более быстрые электроны вылетают по инерции за счёт теплового движения на длину $\sim r_D$ (рис. 1).

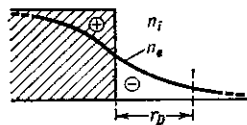


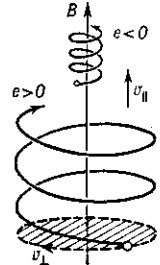
Рис. 1. Нарушение квазинейтральности плазмы на длине порядка дебаевского радиуса экранирования r_D .

П. наз. и д е а л ь н о й, если потенциальная энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с их тепловой энергией. Это условие выполняется, когда число частиц в сфере радиуса r_D велико: $N_D = 4/3 \pi n r_D^3 \gg 1$. В молнии $T \approx 2 \cdot 10^4$ К, $n \approx 2,5 \cdot 10^{18}$ (плотность воздуха) и, следовательно, $r_D \sim 10^{-7}$ см, но $N_D \sim 1/10$. Такую П. называют с л а б о н е и д е а л ь н о й.

Помимо хаотич. теплового движения частицы П. могут участвовать в упорядоченных коллективных процессах, из к-рых наиб. характерны продольные колебания пространственного заряда — *ленгмюровские волны*. Их угл. частота $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$ наз. плазменной частотой (e и m — заряд и масса электрона). Многочисленность и разнообразие коллективных процессов, отличающие плазму от нейтрального газа, обусловлены дальностью кулоновского взаимодействия, благодаря чему П. можно рассматривать как упругую среду, в к-рой легко возбуждаются и распространяются разл. шумы, колебания и волны. Наличие собств. колебаний и волн — характерное свойство П.

В магн. поле с индукцией B на частицы П. действует *Лоренца сила*, в результате этого заряд. частицы П. вращаются с циклотронными частотами $\omega_B = eB/mc$ по ларморовским спиральям (кружкам) радиуса $\rho_B = v_{\perp} / \omega_B$, где v_{\perp} — перпендикулярная B составляющая скорости частицы (подробнее см. *Магнитные ловушки*). В таком взаимодействии проявляется *диамагнетизм*

плазмы: создаваемые электронами и ионами круговые токи уменьшают внеш. магн. поле; при этом электроны вращаются по часовой стрелке, а ионы — против неё (рис. 2). Магн. моменты таких круговых токов равны $\mu = mv^2/2B$, и в неоднородном поле П., как всякое диамагн. вещество, выталкивается из области сильного поля в область более слабого поля, что является важнейшей причиной неустойчивости П. в неоднородных полях.



Взаимные столкновения частиц в П. описывают эфф. поперечными сечениями, характеризующими площадь ми-

Рис. 2. Вращение электронов и ионов по ларморовским спиральям. Радиус вращения иона ($e > 0$) больше радиуса вращения электрона ($e < 0$).

шени, в к-рую нужно «попасть», чтобы произошло столкновение. Напр., электрон, пролетающий мимо иона на расстоянии *прицельного параметра* ρ (рис. 3), отклоняется силой кулоновского притяжения на угол θ , примерно равный отношению потенциальной энергии

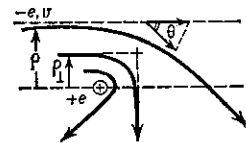


Рис. 3. Электрон, пролетающий мимо иона, движется по гиперболе. θ — угол отклонения.

к кинетической, так что $\theta \approx 2\rho_1/\rho$, где $\rho_1 = e^2/mv^2 \approx e^2/kT$ (здесь ρ_1 — прицельное расстояние, при к-ром угол отклонения $\theta = 90^\circ$). На большие углы $\theta \sim 1$ рад рассеиваются все электроны, попадающие в круг с площадью $S_{близ} \approx 4\pi\rho_1^2$, к-рую можно назвать сечением «близких» столкновений. Если, однако, учесть и дальние пролёты с $\rho \gg \rho_1$, то эфф. сечение увеличивается на множитель $\Lambda = \ln(r_D/\rho_1)$, наз. *кулоновским логарифмом*. В полностью ионизов. П. обычно $\Lambda \approx 10-15$, и вкладом близких столкновений можно вообще пренебречь. При дальних же пролётах скорости частиц изменяются на малые величины, что позволяет рассматривать их движение как процесс диффузии в пространстве скоростей.

Удобными характеристиками столкновит. процессов являются *длина свободного пробега* частицы $l = 1/n\sigma$, число её столкновений $\nu = n\sigma v$ за единицу времени, а также «время между столкновениями» $\tau = 1/\nu$; однако, в отличие от обычных газов, в П. эти величины оказываются различными для разных процессов. Напр., максвелловское распределение электронов устанавливается за время τ_{ee} , а аналогичный процесс для ионов — за большее время $\tau_{ii} = \tau_{ee} \sqrt{m_i/m_e}$, выравнивание же электронн. T_e и ионн. T_i темп-р, т. е. установление максвелловского распределения для П., происходит ещё медленнее — за время $\tau_{ei} = \tau_{ee} m_i/m_e$.

Именно различие этих времён позволяет ввести разные темп-ры для электронов и ионов $T_e \neq T_i$, если последний процесс ещё не успел завершиться.

Если в П. не возбуждены к.-л. интенсивные колебания и неустойчивости, то именно столкновения частиц определяют её т. н. диссипативные свойства — электропроводность, вязкость, теплопроводность и диффузию. В полностью ионизов. П. электропроводность σ не зависит от плотности П. и пропорциональна $T^{3/2}$; при $T \sim 15 \cdot 10^8$ К она превосходит электропроводность серебра, поэтому часто, особенно при быстрых крупномасштабных движениях, П. можно приближённо рассматривать как идеальный проводник, полагая $\sigma \rightarrow \infty$. Если такая П. движется в магн. поле, то эдс при обходе любого замкнутого контура, движущегося вместе с П., равна нулю, что по закону Фарадея для эл.-магн.