



# ПЛАЗМА

Авторы: В. И. Ильгисонис

ПЛАЗМА (греч. πλάσμα – вылепленное, оформленное), ионизованный газ, состоящий из электронов и ионов, движение которых определяется преим. коллективным характером взаимодействия за счёт дальнодействующих электромагнитных сил, в отличие от обычного газа, в котором доминируют близкодействующие парные взаимодействия (столкновения). Высокая электропроводность П. делает её чувствительной к воздействию электромагнитных полей. Специфика отклика П. на такое воздействие позволяет считать П. особым (четвёртым) агрегатным состоянием вещества наряду с твёрдым телом, жидкостью и газом.

## Основные параметры и свойства плазмы

Количественно П. характеризуется концентрациями электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$ , их ср. темп-рами (энергиями)  $T_e$  и  $T_i$ , степенью ионизации (долей ионизованных атомов)  $\alpha = n_i/(n_i + n_0)$ , где  $n_0$  – концентрация нейтральных атомов, ср. зарядом иона  $Z_{eff}$ . Высокая подвижность частиц П. (особенно электронов) обеспечивает экранирование внесённого в П. заряда на расстояниях порядка *дебаевского радиуса экранирования*  $r_D$  за времена порядка обратной плазменной электронной (ленгмюровской) частоты,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ , где  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона; здесь и ниже в формулах используется гауссова система единиц (СГС); темп-ру в физике П. принято измерять в энергетич. единицах ( $1 \text{ кэВ} \approx 10^7 \text{ К}$ ). Пространственный и временной масштабы обычно малы, поэтому концентрации положительных и отрицательных зарядов оказываются практически одинаковыми ( $|Z_{eff}n_i - n_e|/n_e \ll 1$ ); в этом смысле говорят о квазинейтральности П. Это важнейшее свойство П. часто используют для определения П., следуя И. *Ленгмюру*, впервые применившему в 1920-х гг. термин «П.» для обозначения удалённой от электродов квазинейтральной области газового разряда. Обычно времена существования и размеры П. превышают соответственно и

$r_D$ , что обеспечивает её квазинейтральность. Квазинейтральность П. не противоречит наличию объёмного электрич. поля в П., находящейся в магнитном поле.

## Классификация видов плазмы

Классификация видов плазмы условна. Если в сфере радиуса  $r_D$  находится много заряженных частиц ( $N \approx 4\pi n r_D^3 / 3 \gg 1$ ,  $n$  – концентрация всех частиц плазмы), П. называется идеальной плазмой; при  $N \leq 1$  говорят о неидеальной плазме (здесь  $N$  – параметр идеальности). В идеальной П. потенциальная энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с их тепловой энергией.

Высокоионизованную П. с темп-рой  $\geq 10^2 - 10^3$  эВ называют высокотемпературной, в отличие от низкотемпературной плазмы с  $T_e \leq 10 - 100$  эВ, в которой существенную роль могут играть столкновительные и радиационные процессы. Особой разновидностью низкотемпературной П. является пылевая плазма, содержащая макроскопические (размером от долей до сотен микрометров) твёрдые частички, несущие большой электрич. заряд ( $Z_{eff} \gg 1$ ). Высокотемпературную П. с высокой электропроводностью  $\sigma$  также называют идеальной, если можно пренебречь диссипативными процессами.

При сверхвысоких плотностях энергии, возникающих в результате столкновений тяжёлых ультрарелятивистских частиц, возможно образование кварк-глюонной плазмы – адронной среды, в которой перемешаны цветные заряды кварков и глюонов, как в обычной П. перемешаны электрич. заряды. Частицы криогенной плазмы (с темп-рой в доли кельвина) создаются путём прецизионной ионизации холодных атомов лазерным пучком, энергия квантов которого практически равна энергии ионизации. Для описания электронов в металлах, заряд которых скомпенсирован зарядом ионов кристаллич. решётки, а также электронов и дырок в полупроводниках часто используют термин плазма твёрдых тел. Совр. физика П. рассматривает также лазерную плазму, возникающую при оптическом пробое под действием мощного лазерного излучения на вещество; заряженную П., в частности электронные и ионные пучки, заряженные слои (двойной электрический слой) и др.

П. называют вырожденной при низкой темп-ре  $T$  и высокой концентрации частиц  $n$ ,

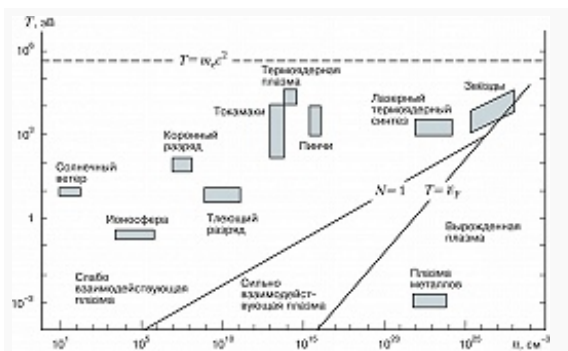
когда характерное расстояние ( $\propto n^{-1/3}$ ) между ними становится порядка длины волны де Бройля ( $\lambda \approx h/(2mT)^{1/2}$ , где  $h$  – постоянная Планка). Искусственно созданная П. обычно термодинамически неравновесна. Локальное равновесие наступает, только если частицы П. сталкиваются между собой. Быстрее всего устанавливается равновесие внутри электронной компоненты П., а в ионной компоненте и между ионами и электронами – соответственно в  $\sqrt{\sim m_i/m_e}$  и  $\sim m_i/m_e$  раз медленнее. В отличие от газа, частота столкновений частиц П. уменьшается с увеличением энергии частиц ( $\propto T^{-3/2}$ ). По числу видов ионов различают одно- и многокомпонентную плазму.

## Плазма в природе и технике

Считается, что более 99% барионного вещества во Вселенной пребывает в состоянии П. в виде звёзд, межзвёздного и межгалактич. газа (см. [Космическая плазма](#)). П. [магнитосферы](#) защищает Землю от разрушительного потока П., испускаемой Солнцем, – [солнечного ветра](#). Присутствие ионосферной П., отражающей радиоволны, делает возможной дальнюю радиосвязь. П. в природе можно наблюдать в виде атмосферных разрядов ([молний](#) и [коронных разрядов](#)) и [полярных сияний](#), а также в обычном пламени. В технике наибольшее распространение получила П. газовых разрядов, используемых в лабораторных и технологич. целях, в газоразрядных источниках света (напр., люминесцентных лампах), в коммутирующих устройствах, при сварке и резке материалов, в плазменных панелях телевизионных и мультимедийных экранов. Потоки П. применяются в [плазмотронах](#) для обработки материалов, в хирургии, в плазменных космич. двигателях и [магнитогидродинамических генераторах](#). В высокотемпературной П. возможно протекание термоядерных реакций. Для реализации [управляемого термоядерного синтеза](#) (УТС) в дейтерий-тритиевой П. необходимо выполнение [Лоусона критерия](#) – удержание П. с  $T \geq 10$  кэВ и  $n \geq 10^{14}$  см<sup>-3</sup> в течение времени  $\geq 1$  с (в П. др. состава эти значения ещё выше). Типичные значения параметров разл. видов плазмы приведены на рисунке.

## Методы описания плазмы

Естественный способ описать П., проведя расчёт движения всех её частиц, не



Области значений параметров различных видов плазмы. Прямые линии разграничивают области идеальной и неидеальной плазмы (параметр идеальности  $N=1$ ), области классической и вырожденной плазмы ( $T=\varepsilon F$ ,  $\varepsilon F \dots$

реализуем на практике даже с помощью мощной вычислит. техники в силу коллективного характера взаимодействия частиц. Однако мн. важные свойства П. можно понять на основе анализа движения отд. частиц. В магнитном поле с индукцией  $B$  движение заряженных частиц П. вдоль и поперёк направления магнитного поля существенно различно. В продольном направлении частица с зарядом  $q$  движется поступательно, а в поперечном – вращается с циклотронной частотой  $\omega_B = qB/mc$  ( $c$  – скорость света). Если ларморовский радиус  $\rho_L = v_{\perp}/\omega_B$  такого вращения меньше длины свободного пробега частицы и характерного

размера П., а электромагнитное поле меняется медленно по сравнению с периодом циклотронного вращения, П. считается замагниченной плазмой ( $v_{\perp}$  – скорость движения частицы поперёк магнитного поля). Частицы такой П. движутся с сохранением адиабатич. инварианта – магнитного момента  $\mu \approx mv_{\perp}^2/2B$ , а под действием к.-л. силы  $F$  описываемые ими ларморовские спирали медленно дрейфуют поперёк магнитного поля со скоростью  $v_F = c[F \times B]/qB^2$ . В зависимости от природы силы  $F$  различают гравитационный, электрический, градиентный, центробежный и поляризационный дрейфы (см. Дрейф заряженных частиц). Направление циклотронного вращения частиц определяется Ленца правилом: магнитное поле тока циклотронного вращения частиц противоположно внешнему полю и, следовательно, ослабляет его. В этом проявляется диамагнетизм П., приводящий к выталкиванию П. из области более сильного магнитного поля.

Тождественность частиц каждой компоненты П. позволяет использовать кинетич. описание с помощью одночастичной функции распределения  $f(t, r, v)$ , определяемой как концентрация частиц данной компоненты в фазовом пространстве (см. Кинетические уравнения для плазмы). Как и обычная концентрация, функция распределения удовлетворяет уравнению непрерывности, но только в фазовом

пространстве:  $f/t + \text{div}_r(f\mathbf{v}) + \text{div}_v(f\mathbf{a}) = \text{St}[f]$ . Здесь  $\mathbf{a} = \mathbf{F}/m$  – ускорение,  $t$  – время,  $f\mathbf{v}$  и  $f\mathbf{a}$  – плотности потока частиц в координатном пространстве и пространстве скоростей соответственно. Непрерывность потока в фазовом пространстве нарушается при столкновениях частиц, что описывается интегральным столкновительным членом  $\text{St}[f]$  в правой части кинетич. уравнения. В высокоионизованной П. доминируют дальние столкновения, при которых направление и скорость движения частиц меняются плавно. Это позволяет записать столкновительный член в виде дивергенции некоего потока  $\mathbf{\Gamma}$  в пространстве скоростей:  $\text{St}[f] = -\text{div}_v(\mathbf{\Gamma}) = \text{div}_v(\mathbf{D}\nabla_v f - \mathbf{g}f)$ , где  $\mathbf{D}$  – коэф. диффузии (в общем случае тензорный),  $\mathbf{g}$  – коэф. динамич. трения в пространстве скоростей. Поскольку частота столкновений убывает с ростом темп-ры П., высокотемпературная П. адекватно описывается бесстолкновительным ( $\text{St}[f] \rightarrow 0$ ) кинетич. уравнением, в котором электр. и магнитное поля, определяющие действующие на частицы силы, рассчитываются по плотности зарядов и токов в самой П. Такие поля называются самосогласованными, а бесстолкновительное кинетич. уравнение с самосогласованными полями – уравнением Власова. Важным свойством П., вытекающим из решения уравнения Власова, является феномен бесстолкновительной раскачки или затухания плазменных волн (Ландау затухание), физич. природа которого аналогична эффекту Черенкова (см. Вавилова – Черенкова излучение). Уравнение Власова описывает коллективные процессы в П., но не учитывает флуктуации, связанные с движением отд. частиц.

Следующим по иерархии способом описания П. является гидродинамич. подход, оперирующий моментами функции распределения (концентрацией, ср. скоростью, давлением, потоками тепла и др.), усредняемой с разл. весами по пространству скоростей. Получаемые таким образом уравнения многожидкостной магнитной гидродинамики (МГД) пригодны для макроскопич. описания поведения компонент П. в магнитном поле. Одножидкостная магнитная гидродинамика не различает компоненты П., рассматривая её как единую проводящую жидкость. П. с высокой электропроводностью ( $\sigma \rightarrow \infty$ ) описывается уравнениями идеальной магнитной гидродинамики, для которой характерна вмороженность магнитного поля в П. При конечной проводимости магнитное поле просачивается сквозь П. с коэф. магнитной диффузии  $c^2/4\pi\sigma$  (скин-эффект). МГД-описание П. широко используется в задачах

космич. плазмы, УТС и др.

## Удержание плазмы

П. сохраняет свои свойства лишь в отсутствие контактов с более холодными и плотными средами. Особо актуальна задача удержания высокотемпературной П. в УТС. В отличие от звёздных объектов, в которых П. удерживается силой гравитации, в лабораторных термоядерных установках применяют магнитное и инерциальное (инерционное) удержание П. В системах [магнитного удержания](#) магнитное поле играет двойную роль: силовую (собственно для удержания) и обеспечивающую магнитную термоизоляцию П. от стенок камеры. Используются [магнитные ловушки](#) разл. типов: [открытые ловушки](#), в которых силовые линии магнитного поля выходят из области удержания, и замкнутые (тороидальные) ловушки – [токамаки](#), [стеллараторы](#), пинчи с обращённым полем и др. В открытой ловушке удержание частиц П. вдоль силовой линии обеспечивается нарастанием магнитного поля от центра к концам ловушки; примером такой ловушки служит магнитное поле Земли, удерживающее частицы в [радиационных поясах Земли](#). Магнитная конфигурация токамака создаётся суперпозицией тороидального поля магнитных катушек (соленоидов) и полоидального поля текущего по П. тока, что обеспечивает навивку силовых линий поля на магнитные поверхности, вложенные друг в друга. В стеллараторе такая навивка («вращательное преобразование») обеспечивается исключительно внешними катушками спец. формы. [Инерциальное удержание](#) реализуется в импульсных разрядах, в которых П., создаваемая в микровзрывах под воздействием лазерного излучения или пучков высокоэнергичных частиц, «живёт» лишь в течение времени разлёта. Для эффективного удержания П. её необходимо создать и нагреть, затем обеспечить её равновесие, устойчивость и приемлемый уровень процессов переноса.

## Создание и нагрев плазмы

Создание и нагрев плазмы до термоядерных параметров – сложная технич. задача, тогда как низкотемпературная П. создаётся и существует в разл. газовых разрядах относительно небольшой мощности (см. [Генераторы плазмы](#)). В термоядерных системах магнитного удержания П. создаётся либо путём пробоя (индукционного или

высокочастотного) непосредственно в рабочей камере установки, либо (реже) впрыскивается в камеру из внешнего источника. Последующий [нагрев плазмы](#) обычно обеспечивается джоулевым тепловыделением при пропускании по П. тока, адиабатич. сжатием ([пинч-эффект](#)), инъекцией пучков высокоэнергичных частиц или электромагнитных волн. Последние эффективно поглощаются П. лишь на частотах, близких к резонансным (электронной и ионной циклотронных, их среднегеометрической – нижегибридной). Такие волны используются для неиндукционного поддержания тока в токамаках, что потенциально способно обеспечить стационарную работу токамака-реактора.

## Равновесие плазмы

Стационарное удержание П. требует её равновесия – локального баланса сил. Поскольку на границе плазменной системы концентрация частиц и темп-ра П. обычно значительно ниже, чем в центре, уравновесить силу газокинетич. давления П. можно только силой Ампера:  $\nabla p = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]/c$ , где  $p$  – давление П.,  $\mathbf{j}$  – плотность тока в П. Из этого уравнения равновесия следует, что и силовые линии магнитного поля, и линии тока лежат на поверхностях равного давления – изобарах. Существенно, что равновесие П. возможно не в каждой магнитной конфигурации. Так, осесимметричная равновесная конфигурация должна удовлетворять нелинейному уравнению эллиптич. типа, называемому уравнением Шафранова – Грэда, аналог которого для произвольных трёхмерных систем неизвестен.

## Устойчивость плазмы

Для длительного удержания П. недостаточно обеспечить стационарный баланс сил. Необходимо, чтобы П. была устойчива, т. е. чтобы малые отклонения от положения равновесия (флуктуации) не нарастали со временем. Ограниченные по амплитуде колебания носят характер [волн в плазме](#), а нарастающие во времени периодич. или аperiodич. возмущения называются [неустойчивостями плазмы](#).

Особенность волн в П. заключается в согласованной взаимосвязи колебаний электромагнитного поля и ансамбля частиц П., изменений во времени и в пространстве её макроскопич. характеристик. Такие колебания можно описать,



рассчитав диэлектрич. проницаемость плазмы  $\epsilon$ . Спектр собств. колебаний П. находится из условия  $\epsilon = 0$ . К числу специфич. колебаний П. относятся колебания объёмной плотности заряда – [ленгмюровские волны](#), в которых вектор электрич. поля коллинеарен волновому вектору. В замагниченной П. диэлектрич. проницаемость является тензором. Для анализа волн в замагниченной П. применяется и МГД-подход, позволяющий описать не только [альвеновские волны](#), [ионно-звуковые колебания](#) и [магнитозвуковые волны](#) в однородной П., но и их разновидности в неоднородной П., включая геодезич. акустич. моды, зональные течения и др. Собств. моды колебаний и тепловое движение частиц П. приводят к дисперсии волн в П., особенно важной для нелинейных волн. Конкуренция дисперсии и нелинейности делает возможным существование уединённых волн – [солитонов](#).

Источником неустойчивостей П. служит её неравновесность. В зависимости от видов неравновесности различают магнитогидродинамические и кинетич. неустойчивости. Наиболее опасны [магнитогидродинамические неустойчивости](#), вызываемые неоднородностью пространственного распределения параметров П. Они приводят к перемешиванию слоёв П., вплоть до полной деградации удержания. Кинетич. неустойчивости связаны с неравновесностью функций распределения частиц П. в пространстве скоростей (отклонением от максвелловского распределения). Нарастание амплитуды колебаний при неустойчивости может ограничиваться нелинейными процессами, а результатом развития неустойчивостей, как правило, является [турбулентность плазмы](#). Воспрепятствовать развитию отд. неустойчивостей можно, правильно формируя состояния равновесия, а также воздействуя на П. посредством обратных связей. Если равновесие и макроскопич. устойчивость П. обеспечены, параметры удерживаемой П. определяются процессами переноса.

## Процессы переноса в плазме

Классич. процессы переноса частиц и энергии в замагниченной П. аналогичны диффузии и теплопроводности обычных газов с той разницей, что в направлении поперёк магнитного поля частицы при столкновениях смещаются лишь на величину порядка ларморовского радиуса  $\rho_L$ . В замкнутых магнитных системах существуют частицы, запертые между локальными максимумами магнитного поля, траектории



которых отклоняются от магнитных поверхностей на величину, существенно превышающую  $\rho_L$  и соответствующую ларморовскому радиусу, рассчитываемому по полоидальному магнитному полю (т. н. банановые орбиты). Учитывая этот факт теория переносов получила назв. «неоклассической». Переносы в турбулентной П. могут вызываться рассеянием частиц П. на флуктуациях электрич. и магнитного полей. Эффективные коэф. такого «аномального» переноса, как правило, на порядки выше неоклассических. В турбулентном переносе часто заметную роль играют конвективные потоки, что предопределяет его обычно недиффузионный характер.

## Диагностика плазмы

Для измерения значений параметров П. в экспериментах применяются разл. диагностич. средства, позволяющие прямо или косвенно определить концентрации частиц компонент П., температуру, скорости, напряжённости полей и их изменения во времени и в пространстве. Исторически первыми методами [диагностики плазмы](#) были зондовые методы с использованием зондов Ленгмюра разл. модификаций. Внесение даже миниатюрного зонда в П. искажает её характеристики, поэтому совр. диагностич. средства, как правило, бесконтактные. Магнитные датчики располагаются обычно вне П. (пояса Роговского, зонды Мирнова, диамагнитные петли, датчики градиента магнитного потока и др.). Весьма популярны оптич. диагностики (включая рентгеновскую), использующие как собственное [излучение плазмы](#) (пассивная диагностика), так и просвечивающие методы: лазерную и СВЧ-интерферометрию и дифрактометрию, методы, основанные на рассеянии света (томсоновском и коллективном), метод фазового контраста и др. Корпускулярная диагностика бывает пассивной (основанной на анализе выходящих из П. потоков частиц) и активной, использующей спец. диагностич. пучок. Регистрируя ослабление и рассеяние пучка, возбуждение, ионизацию и геометрию последующих траекторий его частиц и атомов перезарядки, можно локально определять концентрацию, темп-ру ионов и распределение электрич. потенциала. Применяются и др. виды активных диагностик, в которых измеряется отклик П. на вносимое специфич. возмущение. Развивается т. н. МГД-спектроскопия, основанная на регистрации МГД-колебаний. Осн. проблемы диагностики П. состоят именно в трудностях нахождения локальных значений параметров П. и во множественности факторов, от которых зависят

результаты измерений.

## Методы моделирования плазмы

Сложность поведения П. делает актуальным её компьютерное моделирование. Осн. проблема заключается в существенных различиях (на 5–7 порядков величины) характерных пространственных и временных масштабов процессов, формирующих динамику П., даже в МГД-приближении и ещё больших в кинетике. Поэтому компьютерные расчёты используются преим. для моделирования отд. процессов в П. на основе упрощённых (редуцированных) уравнений. Так, в предположении симметрии системы надёжно решается задача двумерного равновесия П. и его медленной эволюции; существуют коды расчёта трёхмерного равновесия П. в стеллараторах с магнитными поверхностями, тогда как проблема расчёта общего трёхмерного равновесия П. в магнитном поле пока не решена. Известны двумерные МГД-коды, описывающие динамику П. и развитие некоторых неустойчивостей, тогда как трёхмерные динамич. МГД-коды до сих пор имеют весьма ограниченную применимость. Наибольшее распространение для моделирования турбулентной динамики замагниченной П. получили гирокинетич. коды, не учитывающие быстрое циклотронное вращение частиц; однако пока с их помощью рассчитывается весьма короткое время эволюции П. Прямое применение методов молекулярной динамики к высокотемпературной П. затруднительно для сколько-нибудь значит. числа заряженных частиц. Его аналогом служит метод частиц в ячейках, образуемых расчётной сеткой. Частицы П. объединяются в макрочастицы, движущиеся в ячейках, а значения полей меняются лишь при переходе от одной ячейки к другой. Специализиров. коды используются для расчёта нагрева П., излучения и поглощения волн, генерации тока и пучков частиц, расчёта атомных и радиационных процессов, происходящих в П., взаимодействия П. с материалами и пр.

## Направления развития плазменных исследований

Способы применения П. в технике весьма многообразны, их число увеличивается год от года. В низкотемпературной П. возможно протекание ряда важных химич. реакций, запрещённых в обычных условиях, их изучением занимается [плазмохимия](#). Важнейшим

направлением исследований П. остаётся УТС. Именно развёртывание работ по УТС в нач. 1950-х гг. в СССР и США положило начало широкомасштабным исследованиям по физике П. во всём мире. Достижения последних лет в исследованиях космич. пространства и наблюдательной астрономии привели к всплеску работ по [плазменной астрофизике](#), перспективы развития которой также выглядят весьма оптимистично.

## Литература

Лит.: Сивухин Д. В. Дрейфовая теория движения заряженной частицы в электромагнитных полях // Вопросы теории плазмы. М., 1963. Вып. 1; Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Там же; Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика. 2-е изд. М., 1967; Галеев А. А., Сагдеев Р. З. «Неоклассическая» теория диффузии // Там же. М., 1973. Вып. 7; Основы физики плазмы. М., 1983–1984. Т. 1–2; Морозов А. И. Введение в плазмодинамику. 2-е изд. М., 2008.

Processing math: 100%