

единственным замкнутым витком вторичной обмотки трансформатора. При пропускании нарастающего во времени тока в первичной обмотке трансформатора / внутри вакуумной камеры 5 создаётся вихревое продольное электрич. поле. При не очень большой начальной плотности газа (обычно используется водород или его изотопы) происходит его электрич. пробой и вакуумная камера заполняется плазмой с последующим нарастанием большого продольного тока I_p . В совр. крупных Т. ток в плазме составляет неск. миллионов ампер. Этот ток создаёт собственное полоидальное (в плоскости поперечного сечения плазмы) магн. поле B_0 . Кроме того, для стабилизации плазмы используется сильное продольное магн. поле B_z , создаваемое с помощью спец. обмоток тороидального поля. Именно комбинацией тороидального и полоидального магн. полей обеспечивается устойчивое удержание высокотемпературной плазмы (см. *Тороидальные системы*), необходимое для осуществления *управляемого термоядерного синтеза*.

Операционные пределы. Магн. поле Т. достаточно хорошо удерживает высокотемпературную плазму, но только в определённых пределах изменения её параметров. Первые 2 ограничения относятся к току плазмы I_p и её ср. плотности n , выраженной в единицах числа частиц (электронов или ионов) в 1 м^3 . Оказывается, что при заданной величине тороидального магн. поля ток плазмы не может превышать нек-рого предельного значения, иначе плазменный шнур начинает извиваться по винтовой линии и в конце концов разрушается: развивается т. н. неустойчивость срыва тока. Для характеристики предельного тока используется коэф. запаса q по винтовой неустойчивости, определяемый соотношением $q = 5B_0 a^2 / R I_p$. Здесь a — малый, R — большой радиус плазменного шнура, B_0 — тороидальное магн. поле, I_p — ток в плазме (размеры измеряются в метрах, магн. поле — в теслах, ток — в МА). Необходимым условием устойчивости плазменного шнура является неравенство $q > 1$, к-рое наз. критерием Крускала — Шафранова. Эксперименты показывают, что надёжно устойчивый режим удержания достигается лишь при значениях $q \geq 2$.

Для плотности имеются 2 предела — нижний и верхний. Ниж. предел по плотности связан с образованием т. н. ускоренных, или *убегающих электронов*. При малой плотности частота столкновений электронов с ионами становится недостаточной для предотвращения их перехода в режим непрерывного ускорения в продольном электрич. поле. Ускоренные до высоких энергий электроны могут представлять опасность для элементов вакуумной камеры, поэтому плотность плазмы выбирается настолько большой, чтобы ускоренных электронов не было. С др. стороны, при достаточно высокой плотности режим удержания плазмы вновь становится неустойчивым из-за радиационных и атомарных процессов на границе плазмы, к-рые приводят к сужению токового канала и развитию винтовой неустойчивости плазмы. Верх. предел по плотности характеризуется безразмерными параметрами Мураками $M = nR/B_0$ и Хьюгелла $N = nqR/B_0$ (здесь ср. по сечению плотность электронов n измеряется в единицах 10^{20} частиц/ м^3). Для устойчивого удержания плазмы необходимо, чтобы числа M и N не превышали нек-рых критич. значений.

При нагреве плазмы и повышении её давления появляется ещё один предел, характеризующий максимальное устойчивое значение давления плазмы, $p = n(T_e + T_i)$, где T_e , T_i — электронная и ионная темп-ры. Этот предел накладывается на величину β , равную отношению ср. давления плазмы к давлению магн. поля; упрощённое выражение для предельного значения β даётся соотношением Тройона $\beta_c = g I_p / a B_0$, где g — числовой множитель, равный примерно $3 \cdot 10^{-2}$.

Термоизоляция. Возможность нагрева плазмы до очень высоких темп-р связана с тем, что в сильном магн. поле траектории заряж. частиц выглядят как спирали, навитые на линии магн. поля. Благодаря этому электроны и ионы длительное время удерживаются внутри плазмы. И только

за счёт столкновений и небольших флуктуаций электрич. и магн. полей энергия этих частиц может переноситься к стенкам в виде теплового потока. Эти же механизмы определяют величину диффузионных потоков. Эффективность магн. термоизоляции плазмы характеризуется энергетич. временем жизни $\tau_E = W/P$, где W — полное энергосохранение плазмы, а P — мощность нагрева плазмы, необходимая для поддержания её в стационарном состоянии. Величину τ_E можно рассматривать также как характерное время остывания плазмы, если мощность нагрева внезапно отключается. В спокойной плазме потоки частиц и тепла к стенкам камеры создаются за счёт парных столкновений электронов и ионов. Эти потоки вычисляются теоретически с учётом реальных траекторий заряж. частиц в магн. поле Т. Соответствующая теория диффузионных процессов наз. неоклассической (см. *Переноса процессы*). В реальной плазме Т. всегда присутствуют небольшие флуктуации полей и потоков частиц, поэтому реальные уровни потоков тепла и частиц обычно значительно превышают предсказания неоклассич. теории.

Эксперименты, проведённые на многих Т. разл. формы и размеров, позволили суммировать результаты исследованных механизмов переноса в виде соответствующих эмпирич. зависимостей. В частности, были найдены зависимости энергетич. времени жизни τ_E от осн. параметров плазмы для разл. мод удержания. Эти зависимости наз. скейлнгами; они успешно используются для предсказания параметров плазмы во вновь вводимых в строй установках.

Самоорганизация плазмы. В плазме Т. постоянно имеются слабонелинейные колебания, к-рые влияют на профили распределения темп-ры, плотности частиц и плотности тока по радиусу, как бы управляют ими. В частности, в центр. области плазменного шнура очень часто присутствуют т. н. пилообразные колебания, отражающие периодически повторяющийся процесс постепенного обострения и затем резкого уплощения профиля темп-ры. Пилообразные колебания предотвращают контракцию тока к магн. оси тора (см. *Контракция газового разряда*). Кроме того, в Т. время от времени возбуждаются винтовые моды (т. н. тиринг-моды), к-рые вне шнура наблюдаются в виде низкочастотных магн. колебаний. Тиринг-моды способствуют установлению более устойчивого распределения плотности тока по радиусу. При недостаточно осторожном обращении с плазмой тиринг-моды могут нарасти настолько, что вызываемые ими возмущения магн. поля разрушают магн. поверхность во всём объёме плазменного шнура, магн. конфигурация разрушается, энергия плазмы выбрасывается к стенкам и ток в плазме прекращается из-за её сильного охлаждения (см. *Тиринг-неустойчивости*).

Кроме этих объёмных колебаний существуют моды колебаний, локализованные на границе плазменного шнура. Эти моды очень чувствительны к состоянию плазмы на самой периферии, их поведение устойчиво атомарными процессами. Внеш. и внутр. моды колебаний могут сильно влиять на процессы переноса тепла и частиц, они приводят к возможности перехода плазмы из одного режима магн. термоизоляции в другой и обратно. Если в плазме Т. распределение частиц по скоростям сильно отличается от распределения Максвелла, то возникает возможность для развития кинетич. неустойчивостей. Напр., при рождении большого кол-ва убегающих электронов развивается т. н. веерная неустойчивость, приводящая к трансформации продольной энергии электронов в поперечную. Кинетич. неустойчивости развиваются также при наличии ионов с высокой энергией, возникающих при дополнит. нагреве плазмы.

Нагрев плазмы. Плазма любого Т. автоматически подогревается за счёт джоулева тепла от протекающего по ней тока. Джоулева энерговыделения достаточно для получения темп-ры в неск. млн. градусов. Для целей управляемого термоядерного синтеза нужны темп-ры $> 10^8 \text{ К}$, поэтому все крупные Т. дополняются мощными системами *нагрева плазмы*. Для этого используются либо эл.-магн. волны разл. диапазонов, либо прямая инжекция быстрых