

нов колебаниям плазмы и непосредственно ионам, т. е. возникновение *аномального сопротивления* плазмы.

Анизотропия ϕ -ций распределения частиц плазмы в пространстве скоростей является также причиной анизотропных Н. п. Такая анизотропия возникает в плазме, помещённой в магн. поле, в к-ром характер движения частиц в направлениях вдоль и поперёк магн. силовых линий совершенно различен (см. *Плазма*). В частности, давления плазмы вдоль и поперёк магн. поля могут сильно различаться. Если давление плазмы вдоль магн. силовых линий существенно превышает как давление магн. поля, так и давление поперёк магн. силовых линий, то плазма окажется неустойчивой по отношению к самопроизвольному нарастанию первоначально малого изгиба магн. силовых линий под действием центробежной силы, возникающей при тепловом движении частиц вдоль искривлённых силовых линий. Эта Н. п. наз. *ш л а н г о в о й* по аналогии с известными изгибными колебаниями шланга с большим напором воды. Поскольку развитие шланговой Н. п. не связано с наличием группы резонансных частиц, то она существует и в столкновит. плазме, описываемой ур-ниями *магнитной гидродинамики*, и поэтому относится к широкому классу МГД Н. п.

Если анизотропия давления плазмы невелика или ϕ -ции распределения частиц по продольным (по отношению к магн. полю) и поперечным скоростям различаются мало, то изгибные (альвеовские) волны в плазме возбуждаются вследствие взаимодействия группы резонансных частиц с волной и Н. п. является кинетической (см. *Взаимодействие частиц с волнами*). Развитие неустойчивости в этом случае происходит за счёт перевода части энергии движения частиц вдоль магн. поля в энергию циклотронного движения вследствие циклотронного резонанса частиц с волной с учётом доплеровского сдвига частоты. В этом смысле такие Н. п. наз. *ц и к л о т р о н и ч е с к и*.

Равновесные МГД-конфигурации могут обладать избытком свободной энергии в виде энергии магн. поля и энергии теплового расширения плазмы. Это т. н. *к о н ф и г у р а ц и о н н ы й* избыток свободной энергии. Высвобождение избытка энергии магн. поля при перестройке конфигурации является источником наиб. быстро развивающейся разновидности МГД Н. п. Примером может служить токовая неустойчивость плазменного шнура, сжатого магн. полем протекающего по нему тока (наблюдается при *пинч-эффекте*). Наиб. радикальным методом стабилизации конфигураций подобного типа является паложение достаточно сильного продольного магн. поля: $H_{||} > H_{\phi} \lambda_{||} / 2\pi r$, где H_{ϕ} — магн. поле соств. тока; r — радиус плазменного шнура, $\lambda_{||}$ — продольная длина волны возмущения. Высвобождение конфигурац. избытка энергии при тепловом расширении плазмы связано с *желобковой неустойчивостью*, к-рая представляет собой возмущения в виде вытянутых вдоль силовых линий магн. поля языков, расширяющихся поперёк силовых линий в сторону ослабевающего магн. поля. Возмущения подобного типа приобретают характер перестановок целых элементарных силовых трубок магн. поля, заполненных плазмой. Желобковая Н. п. является МГД-аналогом *конвективной неустойчивости* в обычной гидродинамике.

Поскольку плазма, как сплошная среда, представляет собой систему с бесконечным числом степеней свободы, полный теоретич. анализ её устойчивости по отношению к разного вида возмущениям практически неосуществим. Общепринятый подход к физике устойчивости плазмы состоит в последоват. рассмотрении разл. Н. п., начиная с самых простых моделей — гидродинамических, с постепенным усложнением (вводя в рассмотрение эффекты конечной диссипации, многокомпонентность плазмы, кинетич. эффекты и т. п.).

Наиб. исследованы Н. п. относительно малых возмущений, описываемые в теории плазмы линейными ур-ниями. В задачах о Н. п. равновесных МГД-конфигу-

раций линеаризованные ур-ния теории устойчивости идеально проводящей плазмы можно привести к одному ур-нию движения,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\hat{K} \xi, \quad (1)$$

в к-ром \hat{K} — нек-рый линейный самосопряжённый дифференц. оператор, действующий на ξ (смещение плазмы от равновесия) как ϕ -цию координат. Ур-ние (1) аналогично ур-нию, описывающему колебания произвольной неоднородной упругой среды, где \hat{K} играет роль соответствующего обобщённого коэф. упругости. По аналогии с механикой упругих сред, вводится потенциальная энергия малых колебаний

$$\delta W = \frac{1}{2} \int \xi \hat{K} \xi dv. \quad (2)$$

Если при всех смещениях $\xi(r)$ энергия системы увеличивается ($\delta W > 0$), то система находится в устойчивом состоянии с наименьшей потенциальной энергией и все отклонения от положения равновесия не могут нарастать во времени. Если δW может принимать отрицательные значения, т. е. при нек-ром смещении система может перейти в состояние с меньшей потенциальной энергией, то рассматриваемая система неустойчива. Границу между устойчивыми и неустойчивыми состояниями образуют такие состояния, в к-рых исчезает упругость по отношению к одному определённом типу смещений. Для нахождения границы устойчивости обычно исследуют, при каких условиях появляются состояния, близкие к равновесному, с помощью ур-ния $\hat{K} \xi = 0$, т. е. соответствующие нулевым соств. частотам (т. н. безразличное равновесие). В линейной теории Н. п. стационарных состояний нарастание флуктуаций во времени носит экспоненциальный характер $\sim \exp(\gamma t)$. Здесь γ — *инкремент* неустойчивости — величина, характеризующая степень неустойчивости системы, быстроту возбуждения в ней колебаний. Порядок величин инкремента самых быстрых МГД-неустойчивостей $\sim v/r$, где r — характерный пространств. размер конфигурации, v — характерная скорость (альвеовская, либо скорость звука, в зависимости от типа Н. п.).

Часто состояния плазмы (равновесные конфигурации и течения), заведомо устойчивые в рамках идеального гидродинамич. рассмотрения, при учёте диссипативных эффектов (конечного электрич. сопротивления, вязкости, теплопроводности и т. д.) оказываются неустойчивыми (т. н. *диссипативные Н. п.*).

Учёт неидеальности плазмы приводит к существенному снижению порога возникновения неустойчивости МГД конфигураций и течений плазмы. Диссипативные Н. п. характеризуются существенно меньшими инкрементами и имеют характер более «медленного просачивания» (тем медленнее, чем меньше электрич. сопротивление) по сравнению с бурной перестройкой исходной конфигурации при неустойчивости идеальной плазмы. Аналогом диссипативных Н. п. в обычной гидродинамике является неустойчивость течения Пуазейля. При наличии магн. поля новым важным типом указанных Н. п. являются *р а з р ы в н ы е* неустойчивости (*тиринг-неустойчивости*), сопровождающиеся изменением топологии магн. поля (разрыв и *пересоединение* силовых линий). Простейшим примером разрывной Н. п. служит неустойчивость плоского слоя плазмы с током, создающим конфигурацию с обращённым магн. полем (т. е. противоположно направленным по обе стороны слоя, см. *Нейтральный токовый слой*). Если представить токовый слой в виде набора токовых нитей, то очевидно, что из-за притяжения нитей с одинаковым направлением тока они имеют тенденцию к попарному пинчеванию (слипанию). При этом происходит перестройка конфигурации магн. поля: незамкнутые силовые линии плоского токового слоя в результате пинчевания частично разрываются на куски и замыкаются вокруг образовавшихся токовых нитей. Хотя такая перестройка-