

и пр., достигая быстрозатухающих мод. В этом отношении Т. п. сходна с турбулентностью жидкости или газа, но обладает вследствие кулоновского взаимодействия частиц гораздо большим разнообразием возможных форм движения, особенно при наличии магн. поля. В соответствии с типом преобладающих мод и движений плазмы выделяют Т. п. магнитогидродинамическую (МГД), ленгмюровскую, дрейфовую и др.

МГД турбулентность представляет собой широко распространённый вид Т. п. в условиях, когда при движении проводящего газа существенна роль магн. поля. В природных условиях МГД Т. п. развивается, когда геом. масштабы плазмы не очень малы, так что магн. поле является слабозатухающим и при движении плазмы оно как бы «вморожено» в неё (см. *Вмороженность магнитного поля*). Явление вмороженности описывается ур-нием

$$\partial \mathbf{V} / \partial t = \text{rot} [\mathbf{v} \mathbf{B}],$$

где \mathbf{V} и \mathbf{v} — соответственно векторы напряжённости магн. поля и скорости течения плазмы. Несмотря на малость диссипативных эффектов в подавляющей части объёма, занятого МГД течением, они принципиально важны в т. н. X-точках — в местах пересечения магн. силовых линий, перемещаемых и деформируемых потоком плазмы. В этих точках происходит *пересоединение* магн. силовых линий с соответствующим изменением топологич. характеристик магн. поля.

МГД течения характерны прежде всего для *космической плазмы*. Как своеобразную МГД Т. п. можно рассматривать движение межзвёздных облаков, а более компактными объектами с МГД Т. п. могут служить остатки оболочек сверхновых звёзд, напр. *Кробоидная туманность*. В лаб. условиях МГД Т. п. наблюдается в установках для магн. удержания высокотемпературной плазмы: *токамаках*, *стеллараторах* и *пинчах*, стабилизированных продольным магн. полем. В токамаках и стеллараторах интенсивная МГД Т. п. возникает на периферии плазменных тороидов; в более глубоких слоях, где темп-ра плазмы и её электропроводность очень высоки, МГД Т. п. модифицируется в т. н. дрейфовую Т. п.

Дрейфовая Т. п. представляет собой хаос из дрейфовых волн конечной амплитуды, т. е. таких возмущений, в к-рых плазма ведёт себя как двухжидкостная среда с разным движением электронов и ионов в достаточно сильном магн. поле (см. *Дрейфовые неустойчивости*). В этом случае смещение частиц поперёк магн. поля на расстоянии, большие соответствующих ларморовских радиусов, вызывается дрейфом их ларморовских орбит под действием электрич. поля и сил газокинетич. давления плазмы. Дрейфовую Т. п. обычно описывают не полной системой ур-ний движения электронов в дрейфовом приближении. В простейшем модельном описании дрейфовой Т. п. используется приближённое решение ур-ния продольного (вдоль сильного магн. поля) движения электронов в виде их бальцмановского распределения в продольном электрич. поле плазмы. В этом случае динамика дрейфовой Т. п. полностью определяется поведением электрич. потенциала плазмы ϕ и описывается ур-нием

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Delta \phi - \phi) + [\nabla \phi \nabla (\Delta \phi - \ln n_0)]_z = 0, \quad (1)$$

где n_0 — плотность невозмущённой пространственно неоднородной плазмы, а пространств. переменные в операторах ∇ и Δ нормированы на ларморовский радиус ионов. Ур-ние (1) позволяет рассчитывать не только спектр и др. статистич. характеристики дрейфовой Т. п., но описывает также и регулярные структуры в виде дрейфовых вихрей и *солитонов* в плазме. Ур-ние (1) используется не только в теории плазмы, но и при описании многих др. явлений природы; напр., существует аналогия между дрейфовой турбулентностью в плазме и турбулентностью волн Росби в атмосферах и океанах планет. В основе аналогии,

роднящей Большое Красное Пятно в атмосфере Юпитера и дрейфовые вихри в плазме токамака, лежит схожесть проявления силы Кориолиса во вращающейся планетной атмосфере и магн. части силы Лоренца в плазме. Как и атм. турбулентность, дрейфовая Т. п. играет заметную роль в явлениях переноса, приводя к усиленным потокам частиц и тепла поперёк сильного магн. поля. Существует много диссипативных механизмов возбуждения дрейфовой Т. п., в т. ч. связанных с взаимодействием волн с быстрыми частицами, инжектируемыми извне или генерируемыми в плазме с помощью доплунта. нагрева.

Ленгмюровская турбулентность может развиваться в плазме без магн. поля и связана с возбуждением самой простой моды колебаний в виде смещения электронов относительно ионов (плазменные колебания). При очень малой амплитуде смещения — это линейные *ленгмюровские волны*. Однако при увеличении амплитуды ленгмюровских волн очень быстро возникают нелинейные эффекты. А именно, вследствие небольшого смещения ионов возникает *модуляционная неустойчивость*, приводящая к появлению ступков ленгмюровских волн — солитонов. Эти солитоны оказываются неустойчивыми по отношению к самосжатию до таких малых размеров (коллапс ленгмюровских волн), что их энергия может переходить в энергию ускоренных электронов. Перечисленные выше и многие др. эффекты, обнаруживаемые в развитой ленгмюровской Т. п., описываются ур-ниями Захарова, к-рые следуют из ур-ний двухжидкостной динамики плазмы при явном выделении в электронном отклике адиабатической ионной части.

Ленгмюровская Т. п. представляет собой один из простейших примеров сугубо плазменной турбулентности. Для её развития существенно движение как электронов, так и ионов. При наличии магн. поля может развиваться чисто электронная ветвь колебаний при неподвижных ионах — т. н. *геликоны* (или свисты), генерируемые в магнитосфере Земли в результате развития циклотронной неустойчивости или под действием электрич. атм. разрядов. Геликоны наблюдаются и в полупроводниковой плазме. Др. случай движения электронов при неподвижных ионах, важный для физики плазменных диодов и размыкателей, а также для микро- и Z-пинчей, связан с нелинейной динамикой тока в плазме под действием внешнего и собственного, порождаемого током, магн. поля. Вся эта группа эффектов, в т. ч. и турбулентность соответствующего типа, рассматривается в рамках т. н. *электронной магнитной гидродинамики* (ЭМГ).

Ионно-звуковая турбулентность плазмы. В плазме возможны также турбулентные движения, очень похожие на обычную турбулентность в газе. Для этого в ней должны быть возбуждены до нелинейного уровня акустич. ветви колебаний, напр. ионный звук, возбуждаемый током электронов, имеющих скорость выше некого критич. значения. Ионно-звуковая Т. п. представляет собой хаос из нелинейно взаимодействующих ионно-звуковых волн. Многие существенные нелинейные свойства таких волн описываются *Кадамцева* — *Петвиашвили уравнением*:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \phi \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial^3 \phi}{\partial z^3} \right) = -\Delta_{\perp} \phi,$$

к-рое обобщает *Кортвега* — *де Фриса уравнение* на случай слабонеоднородных волн. Здесь ϕ — электрич. потенциал плазмы, z — координата вдоль направления распространения волны. Δ_{\perp} — оператор Лапласа в поперечной плоскости (все переменные безразмерны). Интересным проявлением ионно-звуковой Т. п. служит *аномальное сопротивление* плазмы, возникающее в ней, поскольку в процессе накачки ионно-звуковой Т. п. электроны передают свой импульс звуковым волнам.

Возможные типы Т. п. не исчерпываются приведёнными выше примерами. Однако при всём разнообразии Т. п. подчиняется довольно общим закономерностям и складывается из универсальных процессов нелинейного взаимодействия волн, вихрей и частиц. Это взаимодействие фор-