комбинаций в виде числовых параметров (напр., число Рейнольдса и т. п.). В этом случае размерностный анализ приводит к результатам, содержащим произвольные ф-ции от этих параметров. Тем не менее даже при такой высокой степени произвола размерностный анализ оказывается полезным, напр. при получении скейлинговых зависимостей времени удержания термоядерной плазмы от параметров установок.

Один из широко распространённых методов оценки коэф. переноса в плазме, напр., следующий. По аналогии с броуновским движением частицы считается, что в турбулентном течении регулярное, или скоррелированное, смещение элементарного объёма плазмы происходит лишь в течение короткого отрезка времени τ, после чего происходит «сбой фазы», а предыдущая история смещений забывается. Др. словами, τ есть время корреляции поля турбулентной скорости. За это время элемент плазмы смещается на нек-рый характерный размер r (длина корреляции), зависящий от интенсивности турбулентных пульсаций скорости и типа скоррелированного движения (оно может быть сложным, напр. не прямолинейным, а круговым в виде ларморовской орбиты заряж. частицы в магн. поле и т. д.). Из двух пространственно-временных корреляц. характеристик поля турбулентной скорости r и τ можно составить единственную комбинацию с размерностью коэф. диффузии $D \backsim r^2/\tau$. Для оценок величин r и τ пользуются след. соображениями. Если турбулентность не очень сильная и связана с неустойчивостью к.-л. колебаний или волн, то в ней ещё имеют смысл собственные моды и собственные числа соответствующего линейного (по амплитуде волн) приближения, в частности *инкремент* γ и волновое число k наиб. неустойчивой волны. За время развития неустойчивости, пропорциональное $1/\gamma$, наступает нелинейный режим, завершающийся «опрокидыванием» волны. По аналогии с волнами на поверхности жидкости амплитуду волны в момент её опрокидывания и, следовательно, величину смещения элементов плазмы r полагают пропорциональными длине волны, т. е. $1/k$. Момент опрокидывания естественно считать моментом «сбоя фазы», т. е. $\tau \backsim 1/\gamma$. Тогда получается известная оценка $D \backsim \gamma/k^2$, справедливая при не очень высокой амплитуде турбулентных пульсаций. В сильной турбулентности характер зависимости D от амплитуды пульсаций существенно меняется, и приходится пользоваться процедурой перенормировки, напр. как в приближении слабой связи, заранее учитывая *турбулентную диффузию* в траекториях элементарных объёмов плазмы. Сложность процессов переноса в сильной турбулентности связана ещё и с их возможной недиффузионностью, когда ср. квадрат смещения l^2 пропорционален не t, а t^{ν}, с ν, отличным от $^1/_2$. Подобная ситуация возникает при наличии в турбулентной плазме скоррелированных структур в виде «рек» с $\nu=1$, попав в к-рые элемент плазмы совершает т. н. полёты Леви. В сочетании с действительно диффузионным переносом в остальной «хаотической» части турбулентного течения это приводит к разл. значениям показателя степени ν, к-рые оцениваются методами теории перколяции (просачивания или проникновения). Примером перколяции в плазме служит поведение силовых линий магн. поля с хаотич. компонентой. Почти безынерционные электроны плазмы могут очень быстро смещаться вдоль силовой линии, так что существуют условия, когда электронный перенос полностью определяется перколяц. характеристиками магн. поля.

Др. пример феноменологич. подхода к изучению Т. п., в частности турбулентного переноса, связан с введением понятия длины перемешивания. Под длиной перемешивания $l_п$ обычно понимают ср. длину взаимного проникновения элементов плазмы (или жидкости) в турбулентном течении. Если рассматривается турбулентный перенос нек-рой усреднённой по турбулентным пульсациям величины A вдоль направления её градиента и если этот градиент влияет на амплитуду турбулентных пульсаций (напр., является причиной раскачки неустойчивости), то можно предполагать, что и коэф. турбулентного переноса также зависит от величины градиента $|\nabla A|$.

Самоорганизация в плазме. Т. п. очень часто включает в себя как чисто хаотич. тип движения, так и набор разл. самоорганизованных структур, возникающих из хаоса и на его фоне в процессе нелинейного взаимодействия разл. колебаний, волн, вихрей. Наличие такого взаимодействия и, следовательно, перекачки энергии по фазовому пространству системы — непременное и интуитивно понятное условие *самоорганизации.* Однако не всякое регулярное течение и (или) равновесие плазмы, возникшее в результате эволюции первоначально хаотич. состояния, следует рассматривать как самоорганизованное. Примером служит система невзаимодействующих линейных волн, каждая из к-рых характеризуется своим временем жизни либо инкрементом нарастания. Даже при хаотич. начальном распределении параметров спустя достаточное время в такой системе будет доминировать лишь одна, наиболее неустойчивая либо долгоживущая, волна, воспринимаемая как довольно регулярная структура. Между тем ясно, что такая эволюция не является процессом самоорганизации, в к-ром хаотич. и регулярная компоненты принципиально связаны друг с другом. Эту связь грубо, но наглядно можно представить как перераспределение энтропии между разл. областями фазового пространства системы. Самоорганизация (локальное уменьшение энтропии) в одной группе параметров и масштабов сопровождается дезорганизацией (ростом энтропии) в других на фоне общего возрастания энтропии вследствие всегда реально присутствующей диссипации. Подобная трактовка характерна для целого ряда т. н. энтропийных подходов к явлению самоорганизации, когда считается, что турбулентное течение эволюционирует к состоянию с максимальной полной энтропией при условии сохранения к.-л. интегральных характеристик. Это означает максимально возможную потерю информации о нач. состоянии системы, но всё же при условии запоминания нек-рых её свойств. То, что система «о себе помнит», математически формулируется как соответствующий закон сохранения (интеграл движения или идеальный инвариант). Наличие таких инвариантов определяет вид ф-ции распределения вероятности P нахождения системы в к.-л. состоянии (к.-л. точке фазового пространства) как результат решения соответствующей вариац. задачи на условный экстремум. В отсутствие интегралов движения максимизация энтропии приводит к равнораспределению, когда все состояния равновероятны. При сохранении только полной энергии системы максимум энтропии осуществляется при нормальном (гауссовском) распределении P. При более разнообразном наборе интегралов движения вид P может заметно отличаться от гауссовского, что, как известно, приводит к появлению долгоживущих крупномасштабных «самоорганизованных» структур. При этом P оказывается чувствительным к используемому набору инвариантов и возникает вопрос о правомерности сделанного выбора «существенных» интегралов движения. Большинство последних сохраняется лишь в отсутствие диссипации и не является, строго говоря, инвариантами в реальных течениях. Однако разрушение этих интегралов происходит разными темпами, на разных временны́х шкалах, что и позволяет классифицировать все возможные идеальные инварианты как долгоживущие («существенные») либо быстро разрушающиеся. Эволюцию турбулентности при этом естественно рассматривать как релаксацию к состоянию с мин. значением быстро распадающихся инвариантов при условии постоянства долгоживущих.

Успешным применением такого подхода к самоорганизации является теория Тейлора, объясняющая эффект генерации магн. поля в плазме с МГД турбулентностью. В идеальной сверхпроводящей плазме, как известно, сохраняются энергия $E_m=(1/8\pi)\int(\boldsymbol{B}\boldsymbol{B})\,d^3r$ и спиральность $K_m=\int(\boldsymbol{A}\boldsymbol{B})\,d^3r$ магн. поля, где $\boldsymbol{A}$ есть векторный потенциал, т. е. $\boldsymbol{B}=\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}$. Величина K_m характеризует топологию магн. силовых линий и может изменяться только в процессе их пересоединения. Если кол-во таких пересоединений в единице объёма не слишком велико, т. е. магн. поле не очень «запутано», то E_m диссипирует значительно быстрее, чем