туационно-диссипативным теоремам относятся *Кубо формулы* для тензоров электропроводности и магн. восприимчивости и *Грина — Кубо формулы* для коэф. переноса. Флуктуационно-диссипативные теоремы для общего случая были сформулированы X. Кэлленом (H. B. Callen) и Т. Уэлтоном (Th. A. Welton) в 1951 как обобщение *Найквиста формулы* для электрич. шумов в линейных цепях; они оказываются полезными для вычисления спектральной плотности временны́х корреляционных ф-ций равновесных Ф. в тех случаях, когда обобщённые восприимчивости удаётся вычислить с помощью *Грина функций* (в статистич. физике) или к.-л. др. методом.

Ур-ния, описывающие эволюцию неравновесной макроскопич. системы, напр. *кинетическое уравнение Больцмана* для классич. газа или ур-ния гидродинамики, являются ур-ниями для физ. величин, усреднённых по статистич. ансамблю. Вследствие теплового движения в системе эти величины испытывают Ф. около ср. значений.

Кинетические Ф. в газе характеризуются корреляц. ф-цией $\langle\delta f(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{p}_1, t_1)\delta f(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{p}_2, t_2)\rangle$, где $\delta f = f - \bar{f}$ является отклонением точной, микроскопич. ф-ции распределения f от ср. значения этой ф-ции $\bar{f}$, определяемого кинетич. ур-нием. В равновесном газе корреляц. ф-ция зависит только от разности времен $t_1 - t_2$ и разности координат $\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, а $\bar{f}$ есть независящая от времени равновесная одночастичная ф-ция распределения. В частности, если нет внеш. поля, эта ф-ция совпадает с *Максвелла распределением* $f_0(\boldsymbol{p})$.

Вычисление корреляц. ф-ции для кинетич. Ф. в равновесном газе можно свести к решению обобщённого *Ланжевена уравнения*

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}} + \delta\hat{I}_p\right)\delta f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t) = y(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t).$$

Левая часть этого ур-ния совпадает с линеаризов. кинетич. ур-нием Больцмана, где $\delta\hat{I}_p$ — линейный интегральный оператор (оператор столкновений), а правая часть представляет собой случайный источник, моменты к-рого определяются соотношениями

$$\langle y(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)\rangle = 0,$$

$$\langle y(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{p}_1, t_1) y(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{p}_2, t_2)\rangle = A(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2)\delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\delta(t_1 - t_2).$$

Интенсивность источника, описывающего влияние теплового движения частиц на Ф. одночастичной ф-ции распределения, имеет вид

$$A(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2) = \bar{n}(\delta\hat{I}_{p_1} + \delta\hat{I}_{p_2})\delta(\boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p}_2) f_0(\boldsymbol{p}_1),$$

где $\bar{n}$ — равновесная концентрация частиц. Метод Ланжевена применим и к исследованию кинетич. Ф. в неравновесном газе, однако выражение для второго момента случайного источника является значительно более сложным. Кинетич. Ф. в квантовых газах описываются ур-ниями Ланжевена для отклонений одночастичной матрицы плотности или одночастичной *Вигнера функции распределения* от ср. значений, определяемых квантовым кинетич. ур-нием.

Для крупномасштабных гидродинамич. Ф. в газах и жидкостях применимо понятие локального (частичного) равновесия в малых объёмах при фиксиров. значениях флуктуирующих термодинамич. параметров. Поэтому в гидродинамич. пределе, когда длина волны Ф. велика по сравнению с микроскопич. размерами (межатомным расстоянием в жидкости и длиной пробега в газе), вычисление временны́х корреляц. ф-ций Ф. плотности, темп-ры, скорости и т. д. сводится к решению гидродинамич. ур-ний с дополнительными ланжевеновскими источниками, описывающими тепловой шум. Метод вычисления корреляц. ф-ций крупномасштабных Ф. в равновесном состоянии, основанный на линейных ур-ниях гидродинамики со случайными источниками, был предложен Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем в 1957. В случае однокомпонентной классич. жидкости тензор вязких напряжений π_{ij} и вектор потока тепла $\boldsymbol{q}$ записываются в виде

$$\pi_{ij} = \eta\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\operatorname{div}\boldsymbol{v}\right) + \zeta\delta_{ij}\operatorname{div}\boldsymbol{v} + \delta\pi_{ij}, \qquad (3)$$
$$\boldsymbol{q} = -\lambda\nabla T + \delta\boldsymbol{q},$$

где η, ζ — коэф. вязкости, λ — коэф. теплопроводности. Кроме обычных членов с градиентами скорости и градиентом темп-ры, эти выражения содержат ланжевеновские источники $\delta\pi_{ij}$ и $\delta\boldsymbol{q}$; они описывают спонтанные напряжения и потоки тепла, вызванные тепловым движением частиц.

Статистич. свойства источников в приближении *локального термодинамического равновесия* могут быть установлены методами *термодинамики неравновесных процессов*. Ср. значения источников равны нулю, а вторые моменты даются ф-лами

$$\langle\delta\pi_{ij}(\boldsymbol{r}_1, t_1)\delta\pi_{mn}(\boldsymbol{r}_2, t_2)\rangle = 2kT\{\eta(\delta_{im}\delta_{jn} + \delta_{in}\delta_{jm}) +$$
$$+ (\zeta - \tfrac{2}{3}\eta)\delta_{ij}\delta_{mn}\}\delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\delta(t_1 - t_2),$$
$$\langle q_i(\boldsymbol{r}_1, t_1) q_j(\boldsymbol{r}_2, t_2)\rangle = 2\lambda k T^2\delta_{ij}\delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\delta(t_1 - t_2).$$

Решив систему линеаризованных гидродинамич. ур-ний, в к-рых тензор вязких напряжений и вектор потока тепла имеют вид (3), можно выразить временны́е корреляционные ф-ции Ф. локальных гидродинамич. переменных $\langle\delta A(\boldsymbol{r}_1, t_1)\delta B(\boldsymbol{r}_2, t_2)\rangle$ через равновесные термодинамич. величины и коэффициенты переноса. В частности, таким способом можно вычислить корреляц. ф-цию Ф. плотности числа частиц $\langle\delta n(\boldsymbol{r}_1, t_1)\delta n(\boldsymbol{r}_2, t_2)\rangle$, через к-рую выражается динамический структурный фактор жидкости, измеряемый в экспериментах по рассеянию света и медленных нейтронов.

Нелинейное взаимодействие гидродинамич. Ф. необходимо учитывать вблизи критич. точки, где сильный рост равновесных крупномасштабных Ф. приводит к аномалиям наблюдаемых коэффициентов переноса, а также в неравновесных состояниях, когда система теряет гидродинамич. устойчивость. Характерными примерами являются *конвективная неустойчивость* и возникновение *турбулентности* в жидкостях и газах. Взаимодействие крупномасштабных Ф. описывается нелинейными членами в ур-ниях гидродинамики, где локальные термодинамич. величины рассматриваются как случайные переменные.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980.

В. Г. Морозов.

ФЛУКТУА́ЦИИ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ — хаотич. изменения потенциалов, токов и зарядов в электрич. цепях и *линиях передачи*, вызываемые тепловым движением носителей заряда и др. физ. процессами в веществе, обусловленными дискретной природой электричества (естеств. Ф. э.), а также случайными изменениями и нестабильностью характеристик цепей (техн. Ф. э.). Ф. э. возникают в проводниках, электронных и ионных приборах, а также в атмосфере, где происходит *распространение радиоволн*. Ф. э. приводят к появлению ложных сигналов — *шумов* на выходе усилителей электрич. сигналов, ограничивают их чувствительность и помехоустойчивость, уменьшают стабильность генераторов и устойчивость систем автоматич. регулирования и т. д.

В проводниках в результате теплового движения носителей заряда возникает флуктуирующая разность потенциалов (тепловой шум). В металлах из-за большой концентрации электронов проводимости и малой длины их свободного пробега тепловые скорости электронов во много раз превосходят скорость направленного движения (дрейфа) в электрич. поле. Поэтому Ф. э. в металлах зависят от темп-ры, но не зависят от приложенного напряжения (см.