ур-ния даёт малую поправку к последней, пропорциональную градиентам темп-ры ∇T и гидродинамич. скорости $\nabla \boldsymbol{V}$, т. к. $\mathrm{St} f_0=0$. С помощью неравновесной ф-ции распределения можно найти поток энергии (в неподвижной жидкости) $\boldsymbol{q}=-\lambda \nabla T$, где λ — коэф. теплопроводности, и тензор плотности потока импульса

$$\Pi_{\alpha\beta}=\rho V_\alpha V_\beta+\delta_{\alpha\beta}P-\sigma'_{\alpha\beta},$$

где

$$\sigma'_{\alpha\beta}=\eta\left[\left(\frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta}+\frac{\partial V_\beta}{\partial x_\alpha}\right)-{}^2/_3\delta_{\alpha\beta}\operatorname{div}\boldsymbol{V}\right]-$$

тензор вязких напряжений, η — коэф. сдвиговой вязкости, P — давление. Для газов с внутр. степенями свободы $\sigma'_{\alpha\beta}$ содержит также член $\zeta\delta_{\alpha\beta}\operatorname{div}\boldsymbol{V}$, где ζ — коэф. «второй», объёмной вязкости, проявляющейся лишь при движениях, в к-рых $\operatorname{div}\boldsymbol{V}\neq 0$. Для кинетич. коэффициентов λ, η, ζ получаются выражения через эфф. сечения столкновений и, следовательно, через константы молекулярных взаимодействий. В бинарной смеси поток вещества состоит из диффуз. потока, пропорционального градиенту концентрации вещества в смеси с коэф. диффузии, и термодиффузионного потока, пропорционального градиенту темп-ры с коэф. *термодиффузии*, а поток тепла, кроме обычного члена теплопроводности, пропорционального градиенту темп-ры, содержит дополнит. член, пропорциональный градиенту концентрации и описывающий *Дюфура эффект*. К. ф. даёт выражения для этих кинетич. коэффициентов через эфф. сечения столкновений. Кинетич. коэффициенты для перекрёстных явлений, напр. термодиффузии и эффекта Дюфура, оказываются равными (*Онсагера теорема*). Эти соотношения являются следствием микроскопич. обратимости ур-ний движения частиц системы, т. е. инвариантности их относительно обращения времени.

Ур-ние баланса импульса с учётом выражения для плотности потока импульса через градиент скорости даёт *Навье—Стокса уравнения*, ур-ние баланса энергии с учётом выражения для плотности потока тепла даёт теплопроводности ур-ние, ур-ние баланса числа частиц определ. сорта с учётом выражения для диффуз. потока даёт *диффузии уравнение*. Такой гидродинамич. подход справедлив, если длина свободного пробега l значительно меньше характерных размеров областей неоднородности.

Газы и плазма. К. ф. позволяет исследовать явления переноса в разреж. газах, когда отношение длины свободного пробега l к характерным размерам задачи L (т. е. *Кнудсена число* l/L) уже не очень мало́ и имеет смысл рассматривать поправки порядка l/L (слабо разреж. газы). В этом случае К. ф. объясняет явления температурного скачка и течения газов вблизи твёрдых поверхностей.

Для сильно разреж. газов, когда $l/L>1$, гидродинамич. ур-ния и обычное ур-ние теплопроводности уже не применимы и для исследования процессов переноса необходимо решать кинетич. ур-ние с определ. граничными условиями на поверхностях, ограничивающих газ. Эти условия выражаются через ф-цию распределения молекул, рассеянных из-за взаимодействия со стенкой. Рассеянный поток частиц может приходить в тепловое равновесие со стенкой, но в реальных случаях это не достигается. Для сильно разреж. газов роль коэф. теплопроводности играют коэф. теплопередачи. Напр., кол-во тепла Q, отнесённое к единице площади параллельных пластинок, между к-рыми находится разреж. газ, равно $Q=\varkappa(T_2-T_1)/L$, где T_1 и T_2 — темп-ры пластинок, L — расстояние между ними, $\varkappa$ — коэф. теплопередачи.

Теория явлений переноса в плотных газах и жидкостях значительно сложнее, т. к. для описания неравновесного состояния уже недостаточно одночастичной ф-ции распределения, а нужно учитывать ф-ции распределения более высокого порядка. Частичные ф-ции распределения удовлетворяют цепочке зацепляющихся ур-ний (*Боголюбова уравнений*, наз. также цепочкой ББГКИ, т. е. ур-ний Боголюбова—Борна—Грина—Кирквуда—Ивона). С помощью этих ур-ний можно уточнить кинетич. ур-ние для газов ср. плотности и исследовать для них явления переноса.

К. ф. двухкомпонентной плазмы описывается двумя ф-циями распределения (для электронов f_e, для ионов f_i), удовлетворяющими системе двух кинетич. ур-ний. На частицы плазмы действуют силы

$$\boldsymbol{F}_e=-e\,(\boldsymbol{E}+c^{-1}[\boldsymbol{vB}]),\ \boldsymbol{F}_i=-Z\boldsymbol{F}_e,$$

где Ze — заряд иона, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{B}$ — магн. индукция, удовлетворяющие *Максвелла уравнениям*. Ур-ния Максвелла содержат ср. плотности тока $\boldsymbol{j}$ и заряда ρ, определяемые с помощью ф-ций распределения:

$$\boldsymbol{j}=e\int \boldsymbol{v}\,(Zf_i-f_e)\,d\boldsymbol{p},$$

$$\rho=e\int (Zf_i-f_e)\,d\boldsymbol{p}.$$

Т. о., кинетич. ур-ния и ур-ния Максвелла образуют связанную систему ур-ний, определяющих все неравновесные явления в плазме. Такой подход наз. приближением с а м о с о г л а с о в а н н о г о п о л я. При этом столкновения между электронами учитываются не явно, а лишь через создаваемое ими самосогласованное поле (см. *Кинетические уравнения* для плазмы). При учёте столкновений электронов возникает кинетич. ур-ние, в к-ром эфф. сечение столкновений очень медленно убывает с ростом прицельного расстояния, становятся существенными столкновения с малой передачей импульса, в интеграле столкновений появляется логарифмич. расходимость. Учёт эффектов экранирования позволяет избежать этой трудности.

Конденсированные среды. К. ф. неравновесных процессов в д и э л е к т р и к а х основана на решении кинетич. ур-ния Больцмана для фононов решётки (ур-ние Пайерлса). Взаимодействие между фононами вызвано членами гамильтониана решётки, ангармоническими относительно смещения атомов из положения равновесия. При простейших столкновениях один фонон распадается на два или происходит слияние двух фононов в один, причём сумма их квазиимпульсов либо сохраняется (нормальные процессы столкновений), либо меняется на вектор обратной решётки (процессы переброса). Конечная теплопроводность возникает при учёте процессов переброса. При низких темп-рах, когда длина свободного пробега больше размеров образца L, роль длины свободного пробега играет L. Кинетич. ур-ние для фононов позволяет исследовать теплопроводность и поглощение звука в диэлектриках. Если длина свободного пробега для нормальных процессов значительно меньше длины свободного пробега для процессов переброса, то система фононов в кристалле при низких темп-рах подобна обычному газу. Нормальные столкновения устанавливают внутр. равновесие в каждом элементе объёма газа, к-рый может двигаться со скоростью $\boldsymbol{V}$, мало меняющейся на длине свободного пробега для нормальных столкновений. Поэтому можно построить ур-ния гидродинамики фононного газа в диэлектрике. К. ф. м е т а л л о в основана на решении кинетич. ур-ния для электронов, взаимодействующих с колебаниями кристаллич. решётки. Электроны рассеиваются на колебаниях атомов решётки, примесях и дефектах, нарушающих её периодичность, причём возможны как нормальные столкновения, так и процессы переброса. Электрич. сопротивление возникает в результате этих столкновений. К. ф. объясняет термоэлектрич., гальваномагн. и термомагн. явления, скин-эффект, циклотронный резонанс в ВЧ-полях и др. кинетич. эффекты в металлах. Для сверхпроводников она объясняет особенности их ВЧ-поведения.