Онсагеровские К. к. удовлетворяют *Онсагера теореме* (или соотношениям взаимности Онсагера), выражающей свойства симметрии К. к.: $L_{ik}=L_{ki}$ в отсутствие магн. поля и вращения системы как целого, когда потоки I_i и I_k имеют одинаковую чётность (симметрию относительно обращения времени). Онсагеровские К. к. можно выразить через коэф. теплопроводности, диффузии, вязкости и др., к-рые также наз. К. к. Вычисление К. к. на основе представления о молекулярном строении среды — задача *кинетики физической*, в частности *кинетической теории газов*.

Лит.: де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 4—5. *Д. Н. Зубарев.*

КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ для плазмы — замкнутая система ур-ний для одночастичных ф-ций распределения частиц плазмы по координатам $\boldsymbol{r}$ и скоростям $\boldsymbol{v}$ (импульсам $\boldsymbol{p}$) совместно с *Максвелла уравнениями* для ср. напряжённостей эл.-магн. полей, создаваемых частицами плазмы. Кинетич. (статистич.) подход к описанию состояния плазмы часто играет важную роль в описании макроскопич. свойств плазмы, к-рые не могут быть выявлены при гидродинамич. подходе. Напр., возникновение ленгмюровских волн при движении двух электронных пучков навстречу друг другу с равными скоростями описывается кинетич. теорией при рассмотрении пучков как двух жидкостей. Если же электроны в данном примере рассматривать при гидродинамич. подходе как единую жидкость с равной нулю ср. скоростью, то возникновение ленгмюровской неустойчивости нельзя предсказать.

Наиб. простыми являются К. у. для полностью ионизованной электронно-ионной плазмы — ур-ния для ф-ций распределения $f_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ электронов ($a=e$), однозарядных ионов ($a=i$) и напряжённостей электрич. $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)$ и магн. $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}, t)$ полей. Эти ф-ции являются первыми моментами соответствующих микроскопич. случайных ф-ций (см. *Моменты*): микроскопич. фазовых плотностей $N_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ и микроскопич. напряжённостей полей $\boldsymbol{E}^{\text{м}}(\boldsymbol{r}, t)$ и $\boldsymbol{B}^{\text{м}}(\boldsymbol{r}, t)$. Точные ур-ния для ф-ций f_a, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ имеют вид

$$\frac{\partial f_a}{\partial t}+\boldsymbol{v}\frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{r}}+e_a\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{vB}]\right)\frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{p}}=I_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t);$$
$$\operatorname{rot}\boldsymbol{B}=\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\sum_a e_a n_a\int \boldsymbol{v} f_a\,d\boldsymbol{p};\ \operatorname{div}\boldsymbol{B}=0; \quad (1)$$
$$\operatorname{rot}\boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t};\ \operatorname{div}\boldsymbol{E}=4\pi\sum_a e_a n_a\int f_a\,d\boldsymbol{p}.$$

Они не являются ещё замкнутыми, т. к. «интегралы столкновений» $I_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ определяются вторыми моментами флуктуаций случайных величин N_a, $\boldsymbol{E}^{\text{м}}$, $\boldsymbol{B}^{\text{м}}$:

$$n_a I_a(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)=-\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}}\left(e_a\overline{\delta N_a\delta \boldsymbol{E}}+\frac{e_a}{c}[\boldsymbol{v}\overline{\delta N_a\delta \boldsymbol{B}}]\right). \quad (2)$$

Ур-ния (1) справедливы и для релятивистской плазмы; в этом случае импульс и скорость связаны равенством $\boldsymbol{p}=m_a\boldsymbol{v}/\sqrt{1+v^2/c^2}$.

Для кулоновской плазмы, в к-рой потенциал взаимодействия заряж. частиц Φ_{ab} определяется законом Кулона ($\Phi_{ab}=e_ae_b/r$), интегралы I_a могут быть выражены через двухчастичные корреляц. ф-ции заряж. частиц g_{ab}:

$$I_a=\sum_b n_b\int\frac{\partial \Phi_{ab}}{\partial \boldsymbol{r}}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}}g_{ab}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}', \boldsymbol{p}', t)\,d\boldsymbol{r}'\,d\boldsymbol{p}'. \quad (3)$$

Если ф-цию g_{ab} выразить через f_a, то получается замкнутая система ур-ний для ф-ций f_a, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$. Это оказывается возможным, напр., для разреженной плазмы при не очень больших отклонениях от состояния равновесия, когда осн. роль играют мелкомасштабные флуктуации с радиусом корреляции $\leqslant r_D$ (*дебаевского радиуса экранирования*). В разреженной плазме число частиц N_D в сфере с дебаевским радиусом много больше единицы. По этой причине, в отличие от разреженного газа, где осн. роль играют парные столкновения, в разреженной плазме с эфф. радиусом взаимодействия r_D взаимодействие носит дальнодействующий коллективный характер. (Поэтому слова «интегралы столкновений» поставлены выше в кавычках.) Если длина релаксации $l_{\text{рел}}$ («длина свободного пробега») и время релаксации («время свободного пробега») $\tau_{\text{рел}}$, определяемые интегралами столкновений в разреженной плазме, достаточно велики по сравнению с r_D, r_D/v, т. е.

$$l_{\text{рел}}\gg r_D \text{ и } \tau_{\text{рел}}\gg r_D/v, \quad (4)$$

то ф-ции g_{ab} удаётся выразить через f_a.

Для нерелятивистской классич. (неквантовой) плазмы интеграл столкновений в наиболее часто употребляемой форме, предложенной Ландау, имеет вид

$$I_a(p, t)=\sum_b e_a^2e_b^2n_b\frac{\partial}{\partial p_i}\int\frac{k_ik_j}{k^4}\delta(kv-kv')\times$$
$$\times\left\{\frac{\partial f_a(p, t)}{\partial p_j}f_b(p', t)-\frac{\partial f_b(p', t)}{\partial p_j'}f_a(p, t)\right\}dk\,dp. \quad (5)$$

Область интегрирования по k здесь ограничена условиями $1/l_{\text{Л}}>k>1/r_D$ ($l_{\text{Л}}=e^2/kT$ — т. н. длина Ландау). Левое неравенство есть следствие условия слабого взаимодействия, к-рое используется при выводе (5), а правое предполагает малую роль крупномасштабных флуктуаций с радиусом корреляций $>r_D$. Это оправдано при условии близости к равновесному состоянию. Используется и более общее выражение для интеграла столкновений (т. н. форма Балеску — Ленарда), в к-ром учитывается влияние электрич. поляризуемости плазмы. При этом отпадает необходимость в условии $k>1/r_D$. Интегралы столкновений (5) слабо зависят от выбора границ области интегрирования по k, т. к. величины $l_{\text{Л}}$ и r_D в окончат. результатах входят лишь под знаком логарифма (*кулоновский логарифм*).

Интегралы столкновений I_a для плазмы обладают свойствами

$$\sum n_a\int\varphi_aI_a dp\begin{cases}=0 \text{ при } \varphi_a(p)=1,\ p,\ p^2/2m,\\ >0 \text{ при } \varphi_a(p)=-k\ln f_a,\end{cases} \quad (6)$$

к-рые обеспечивают сохранение полных плотности числа частиц, плотности импульса и плотности кинетич. энергии идеальной плазмы, а также возрастание энтропии при установлении равновесного состояния в изолированной плазме (*Больцмана Н-теорема*). Возможно обобщение К. у. на случай неидеальной плазмы, когда взаимодействие заряж. частиц определяет не только релаксац. процессы, но и даёт вклад в термодинамич. ф-ции.

К. у. для плазмы существенно упрощаются в двух предельных случаях. Для случая, когда длины свободных пробегов $l_{\text{рел}}$ и соответствующие времена релаксации $\tau_{\text{рел}}$ велики по сравнению с характерными параметрами L и T задачи, столкновениями частиц можно пренебречь, учитывая лишь коллективное взаимодействие частиц через ср. (самосогласованные) поля. Это т. н. бесстолкновительное приближение приводит к ур-нию Власова:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t}+\boldsymbol{v}\frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{r}}+e_a\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{vH}]\right)\frac{\partial f_a}{\partial \boldsymbol{p}}=0. \quad (7)$$

Ур-ние Власова само по себе является обратимым. Однако поскольку бесстолкновительное приближение справедливо лишь для ограниченной плазмы, то необратимость возникает через диссипативные граничные условия, а также при усреднении нач. условий по бесконечно малому интервалу времени при переходе от микроскопич. фазовой плотности к одночастичной ф-ции распределения. Бесстолкновительное приближение имеет широкую область применения — от высокотемпературной плазмы термоядерных установок до космич. плазмы.