ные результаты имеют весьма общий характер. Они в равной мере относятся ко всем частицам, движущимся в веществе и испытывающим рассеяние и захват, если только взаимодействие с рассеивающими центрами имеет характер близкодействия.

§ 32. Кинетическое уравнение в плазме без столкновений

Непосредственное применение уравнения Больцмана к плазме требует осторожности. Заряженные частицы в плазме взаимодействуют по закону Кулона, так что силы взаимодействия между ними сравнительно медленно убывают с расстоянием. Поэтому необходимо обсудить те изменения, которые нужно внести в вычисление интеграла столкновений для учета особенностей кулоновских взаимодействий. Мы отложим, однако, это обсуждение до § 33, а пока заметим, что наличие сил дальнодействия может в какой-то мере не только усложнять, но и упрощать задачу. Именно, поскольку силы взаимодействия медленно убывают с расстоянием, в системе заряженных частиц должны возникать коллективные движения, в которых принимают участие сравнительно большие группы частиц.

Можно говорить о коллективных возбуждениях в плазме, в которые вовлекается вся система как целое. При рассмотрении таких крупномасштабных движений можно пренебречь неоднородностями (флуктуациями) в системе и вовсе не учитывать парных столкновений между частицами.

Из теории рассеяния в поле кулоновских сил [см. § 43 ч. I; § 86 ч. V] мы знаем, что существенное отклонение частиц происходит при минимальных значениях прицельного параметра

$$\rho_{\min} \sim \frac{e^2}{mv^2} \sim \frac{e^2}{\bar{\varepsilon}},$$

где $\bar{\varepsilon} \sim kT$ — средняя энергия частиц с температурой T. Если имеет место неравенство

$$\rho_{\min} \ll \bar{r} \sim \frac{1}{n^{1/3}}, \tag{32,1}$$

где $\bar{r}$ — среднее расстояние между частицами, а n — их плотность, то роль парных соударений становится сравнительно малой по сравнению с кулоновским взаимодействием частиц на больших, порядка $\bar{r}$, расстояниях. В этом случае в системе частиц с кулоновским взаимодействием характер функции распределения будет определяться в основном не парными столкновениями, а средними силами, действующими на частицы. Полезно заметить что неравенство (32,1) эквивалентно неравенству

$$\frac{l_D^3}{\bar{r}^3} \gg 1. \qquad (32,1')$$

Это означает, что для малости интеграла столкновений требуется малость плазменного параметра [§ 41 ч. IV]. Последнее в свою очередь эквивалентно приближению дебаевской теории для равновесной плазмы. Таким образом, в том же дебаевском приближении, в каком обычно описываются равновесные свойства плазмы, можно учитывать коллективные взаимодействия, но пренебрегать парными взаимодействиями на малых расстояниях.

Неравенство (32,1) или эквивалентное ему (32,1') справедливы при малой плотности и высокой температуре плазмы.

К этому же результату можно прийти и с помощью другого рассуждения, основанного на приближении времени релаксации τ. Если в плазме рассматриваются нестационарные процессы с частотой ω, то при

$$\omega \gg \frac{1}{\tau}$$

можно пренебречь интегралом столкновений.

Опуская в кинетическом уравнении интеграл столкновений, можно написать

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla) f_\alpha + \frac{\boldsymbol{F}_\alpha}{m} \nabla_{\boldsymbol{v}} f_\alpha = 0, \qquad (32,2)$$

где индекс α означает сорт частиц (электроны, ионы), а $\boldsymbol{F}_\alpha$ — полную силу, действующую на частицу α-го сорта:

$$\boldsymbol{F}_\alpha = e_\alpha\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}]\right). \qquad (32,3)$$

При этом мы считаем, что $\mu \cong 1$. Поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ в (32,3) представляют поля, действующие на частицу со стороны всех остальных частиц (внутренние поля) плюс приложенные внешние поля. Для простоты рассуждений, мы сначала обсудим случай, когда внешние поля отсутствуют. Поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ удовлетворяют системе уравнений Максвелла — Лоренца:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot} \boldsymbol{H} &= \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j} \\ \operatorname{rot} \boldsymbol{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \boldsymbol{E} &= 4\pi\rho, \\ \operatorname{div} \boldsymbol{H} &= 0, \end{aligned}\right\} \qquad (32,4)$$

Подчеркнем, что мы не можем в нашем приближении рассматривать плазму как сплошную среду и пользоваться уравнениями Максвелла.

Входящие в систему уравнений Максвелла — Лоренца (32,4) плотности заряда и тока представляют средние значения этих величин, взятые по функциям распределения f_α:

$$\rho = \sum_\alpha e_\alpha \int f_\alpha(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t)\, dV, \qquad \boldsymbol{j} = \sum_\alpha e_\alpha \int \boldsymbol{v} f_\alpha(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t)\, dV. \quad (32,5)$$

Таким образом, система уравнений полей и функций распределения образует замкнутую систему: поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ находятся по заданным средним значениям плотностей заряда и тока. Последние зависят от функции распределения f_α. Можно сказать, таким образом, что поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ определяются функцией распределения f_α. В свою очередь функция распределения согласно (32,2) зависит от значений полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ в каждой точке плазмы в каждый момент времени. Иными словами, в системе устанавливается такое распределение частиц по скоростям и в пространстве, при котором соответствующие поля поддерживают это распределение. Каждая частица движется в поле, создаваемом всеми частицами, за исключением данной. При этом, разумеется, все частицы являются равноправными. Таким образом, в плазме устанавливается самосогласованное поле [ср. § 41 ч. IV или § 70 ч. V].

Обычно тепловым движением ионов ввиду их большой массы можно пренебречь, и искать функцию распределения только для электронов. При этом совокупность ионов образует положительный заряженный фон, компенсирующий электрический заряд электронов.

Уравнение (32,2) носит название кинетического уравнения с самосогласованным полем. Следует заметить, что качественные рассуждения, положенные в основу его вывода, могут быть дополнены более строгим количественным рассмотрением. При этом оказывается, что кинетическое уравнение с самосогласованным полем получается из цепочки уравнений для корреллятивных функций при разложении по малому плазменному параметру $\bar{r}/l_D$ [1]).

Интеграл столкновений оказывается величиной следующего порядка малости в разложении по этому параметру.

Описание неравновесных процессов в плазме в приближении самосогласованного поля позволяет найти целый ряд происходящих в ней явлений.

---

[1]) См., например, Н. Н. Боголюбов, Проблемы динамической теории в статистической физике, Гостехиздат, 1946; К. П. Гуров, Основания кинетической теории, «Наука», 1966.