

УДК 517.322.1

К ТЕОРИИ ВЫВОДА ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ

© С. О. Гладков*, И. Г. Табакова

* Sglad@newmail.ru

Московский государственный областной университет, Москва

Для большинства неравновесных явлений в твердых телах весьма часто приходится иметь дело с уравнением Больцмана. Соответствующие процессы хорошо изучены и освещены. Тем не менее, здесь имеется один довольно тонкий момент, описанию которого посвящается настоящая работа. Пусть, например, речь идет о трехчастичном процессе рассеяния, в котором принимают участие две быстрые частицы и одна медленная. Это могут быть, скажем, а) два фотона и один фонон; б) два электрона и один фонон; в) два фотона и один нерелятивистский (движущийся, скажем, по поверхности Ферми) электрон и т. д. Примеров тому множество, но всех их объединяет одно общее свойство — все они квазиупругие. Действительно, если взять процесс типа а), то в силу того, что фазовая скорость света в веществе $\nu = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$, где ε, μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно, значительно превосходит скорость звука c_s , можно считать, что в законе сохранения энергии $\nu(k_1 - k_2) - c_s k_3 = 0$ последнее слагаемое $c_s k_3$ всегда мало и, следовательно, $k_1 \approx k_2$, где k_1 и k_2 — волновые вектора фотона до и после рассеяния соответственно, а k_3 — волновой вектор фонона. То же касается и примеров б) и в). Мы утверждаем, что всегда в приближении квазиупругого рассеяния частиц (квазичастиц) правая часть кинетического уравнения Больцмана $\dot{f} = L\{f\}$ для функции распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, где $L\{f\}$ — интеграл столкновений, после интегрирования по всем импульсам может быть представлена в виде

$$\int L\{f\} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} = D_1 \Delta n - D_2 \Delta^2 n + D_3 \Delta^3 n - \dots = \sum_{i=1}^k D_i \Delta^i n, \quad (1)$$

где Δ — оператор Лапласа, а D_i — коэффициенты диффузии соответствующей размерности. Причем, для фотонов $D_1 = D_3 = \dots = 0$, $D_2 \neq 0$, а для электронов $D_1 \neq 0$, $D_2 = D_3 = \dots = 0$. Левая же часть при этом становится равной $\frac{\partial n}{\partial t} = \int \frac{\partial f}{\partial t} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
2. Гладков С. О. Физика композитов: термодинамические и диссипативные свойства. М.: Наука, 1999. 330 с.