

$R(t)$ непрерывна и допускает представление $R(t) = \int \exp(it\lambda) dF(\lambda)$, где F — спектральная мера a процесса, а λ пробегает интервал $(-\infty, \infty)$, если $T = (-\infty, \infty)$, либо $[-\pi, \pi]$, если $T = \{-\dots, -1, 0, 1, \dots\}$ (см. также Винера — Хинчина теорема).

К. ф. — простая, но полезная характеристика случайного процесса. Распределение гауссовой случайной функции $X(t)$ полностью определяется её К. ф. и средним $MX(t)$; в общем случае это заведомо не так. В то же время К. ф. вполне описывает процесс как кривую в гильбертовом пространстве интегрируемых в квадрате ф-ций на вероятностном пространстве, на к-ром задан процесс (см. Вероятностей теория), позволяет судить о таких его свойствах, как непрерывность, дифференцируемость и интегрируемость в среднем квадратическом и т. п. Условия на скорость убывания К. ф. при $|t-s| \rightarrow \infty$ используют в предельных теоремах для случайных процессов.

Лит.: Гихман И. П., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, 2 изд., М., 1977; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976. К. А. Боровков.

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ЭНЕРГИЯ — энергия ниж. энергетич. состояния газа электронов (ферми-газа) за вычетом их ср. кинетич. энергии (ферми-энергии) и энергии обменного взаимодействия. В общем случае К. э. представляет собой разность энергии осн. состояния системы ферми-частиц и её значения, определённого в приближении Хартри — Фока (см. Хартри — Фока метод).

Согласно Паули принципу, два электрона с одинаковым направлением спина не могут находиться в одной ячейке фазового пространства, что эквивалентно отталкиванию между ними. Это приводит к тому, что ср. кинетич. энергия электронного газа даже при нулевой темп-ре отлична от нуля и в случае газа большой плотности даёт осн. вклад в энергию системы. Принцип Паули приводит также к корреляции во взаимном расположении электронов с параллельными спинами, к-рой соответствует обменная энергия. Вклад этого типа корреляции в энергию системы можно учесть с помощью теории возмущения в её первом приближении. Кроме того, существует корреляция электронов с противоположно направленными спинами вследствие кулоновского отталкивания между ними, она обуславливает свой специфич. вклад в энергию системы — т. н. К. э. Этот квантовомеханич. эффект можно приписать существованию в системе «корреляц. дырки» (корреляц. разрежения), в отличие от «фермиевской дырки», обусловленной принципом Паули.

К. э. нельзя учесть в рамках обычной теории возмущений: второе приближение для энергии электронного газа приводит к логарифмически расходящимся выражениям, т. к. влияние кулоновского взаимодействия вследствие его дальности нельзя считать малым. Расходимость остаётся и в более высоких приближениях. Для вычисления второго и высших приближений для энергии электронного газа, т. е. для вычисления К. э., необходимо пользоваться усовершенствованной формой теории возмущений.

К. э. электронного газа, по Ю. Вигнеру (E. Wigner, 1938), определяется ф-лой $\epsilon_{кор} = \epsilon - \epsilon_F - \epsilon_{обм}$, где ϵ_F — ср. кинетич. энергия электронного газа при $T=0$ К, рассчитанная на один электрон в первом приближении теории возмущений:

$$\epsilon_F = \frac{3}{5} \frac{p_F^2}{2m_e} = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3} \frac{1}{r_s^2} Ry \approx 2,21 \frac{1}{r_s^2} Ry$$

Здесь p_F — ферми-импульс электронов, $r_s = \left(\frac{3}{4\pi} \times \frac{V}{N}\right)^{1/3} / a_0$ — ср. расстояние между электронами в единицах боровского радиуса $a_0 = \frac{1}{2} / m_e e^2$, $Ry = m_e e^4 / 2\hbar^2 \approx 13,55$ эВ (ридберг); $\epsilon_{обм}$ — ср. энергия кулонов-

ского взаимодействия в электронном газе на один электрон:

$$\epsilon_{обм} = -\frac{3}{4\pi\hbar^2} e^2 p_F = -\frac{3}{2\pi} \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{1/3} \frac{1}{r_s} Ry = -0,916 \frac{1}{r_s} Ry.$$

Положит. заряд ионов (если рассматривают газ свободных электронов в металле) предполагается равномерно распределённым по объёму, т. е. влияние кристаллич. решётки не учитывается.

Для случая малой плотности газа электронов Вигнер принял, что электроны образуют в пространстве решётку, и получил след. разложение для К. э.:

$$\epsilon_{кор} = \frac{U_1}{r_s} + \frac{U_2}{r_s^2} + \frac{U_3}{r_s^3} + \dots \quad (\text{при } r_s > 20),$$

где $U_1 = -0,88$.

Для электронного газа большой плотности ($r_s \ll 1$) Вигнер вычислил К. э. вариацион. методом. Интерполируя между этими двумя пределами, Вигнер нашёл

$$\epsilon_{кор} \approx -\frac{0,88}{r_s + 7,8} Ry.$$

Случай большой плотности может быть исследован более строго. Суммирование главных, дающих наибольшую степень расходимости, членов теории возмущений при $r_s \ll 1$ приводит к разложению

$$\epsilon_{кор} = \frac{2}{\pi^2} (1 - \ln 2) \ln r_s + C + Dr_s \ln r_s + Er_s + \dots$$

Первый логарифмич. член разложения был определён Маке (Maske, 1950) на основе теории возмущений, а затем получен Д. Бомом и Д. Пайнсом (D. Bohm, D. Pines, 1953) методом коллективных переменных. Пост. член $C = -0,096$ был вычислен М. Гелл-Маном и К. Бракнером (M. Gell-Mann, K. Brueckner, 1957) методом суммирования Фейнмана диаграмм, ими же была оценена величина третьего и четвёртого членов разложения. К. э. была также вычислена Ф. Нозьером (Ph. Nozières) и Д. Пайнсом в 1958 методом коллективных переменных.

Для реальных металлов плотности электронного газа соответствуют значениям r_s в интервале $1,8 \leq r_s \leq 5,6$, т. е. промежуточным плотностям. Для оценки К. э. щелочных металлов можно применить модель свободного электронного газа, без учёта кристаллич. решётки.

Пренебрежение К. э. приводит к неверной оценке роли корреляций электронов с параллельными спинами (поскольку при этом совершенно не учитывается корреляция электронов с антипараллельными спинами). Без учёта К. э. при очень малых плотностях оказывается возможным ферромагнетизм электронного газа, учёт же К. э. делает его невозможным.

Лит.: Пайнс Д., Элементарные возбуждения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1965, гл. 3, § 3; Марч Н., Янг У., Салпайер С., Проблема многих тел в квантовой механике, пер. с англ., М., 1969, гл. 5, Приложение 4.

КОРРЕЛЯЦИЯ (от позднелат. correlatio — соотношение) — зависимость между величинами, не сводящаяся, вообще говоря, к функциональной. Термином «К.» пользуются тогда, когда одна из величин зависит не только от данной второй, но и ещё от ряда других, как правило, неизвестных факторов. Эта ситуация типична для статистич. описания динамич. системы (см. Статистический ансамбль, Гиббса распределение). В общем случае, в вероятностей теории, К. между двумя случайными событиями проявляется в том, что условная вероятность одного из них при наступлении второго отличается от безусловной вероятности. Численной мерой К. служат корреляции коэффициент (для случайных величин) или корреляционная функция (для случайных процессов).

КОРТЕВЕГА — ДЕ ФРИСА УРАВНЕНИЕ — нелинейное дифференц. ур-ние

$$u_t + \text{div} u_x + u_{xxx} = 0,$$