

как волновая оптика с геом. оптикой. Это предположение послужило исходным пунктом построения *квантовой механики* в форме Шрёдингера (см. *Шрёдингера представление*). Прямое доказательство существования волновых свойств электронов было получено впервые в 1927 К. Дэвиссоном (С. Davisson) и Л. Джермером (L. Germer), наблюдавшими интерференц. максимумы при отражении электронов от монокристаллов никеля. Позднее были обнаружены интерференц. эффекты для атомных пучков гелия, молекул водорода, нейтронов и др. частиц, т. е. получено эксперим. подтверждение универсальности К.-в. д.

В терминах наглядных представлений о классич. частицах (как материальных точках, движущихся по определ. траекториям) и классич. волнах (как распространяющихся в пространстве колебаний к.-л. физ. величин) К.-в. д. кажется логически внутренне противоречивым, т. к. для объяснения разл. явлений, происходящих с одним и тем же микрообъектом (напр., электроном), приходится использовать гипотезы как об его корпускулярной, так и волновой природе. Разрешение этого логич. противоречия, послужившее созданию физ. основ квантовой механики и *квантовой теории поля*, было найдено с помощью отказа от наглядных (классич.) представлений о частицах и волнах. Для объяснения волновых явлений на основе корпускулярных представлений было введено описание микрочастиц (и систем микрочастиц) с помощью *векторов состояния*, подчиняющихся *суперпозиции состояний* и принята их статистич. (вероятностная) интерпретация, позволившая избежать формального логич. противоречия с корпускулярными представлениями (нахождение частицы одновременно в нескольких разл. состояниях). С др. стороны, рассматривая классич. (волновые) поля как механич. систему с бесконечным числом степеней свободы и требуя, чтобы эти степени свободы подчинялись определ. условиям квантования, в квантовой теории поля переходят от классич. полей к квантовым. В таком подходе частицы выступают как возбуждённые состояния системы (поля). При этом взаимодействие частиц отвечает взаимодействию их полей. Для нерелятивистского движения в системе с фиксированным числом частиц квантово-полевое описание полностью эквивалентно описанию системы частиц с помощью *Шрёдингера уравнения* (см. *Вторичное квантование*). Эта эквивалентность отражает симметрию корпускулярного и волнового описания вещества (материи), отвечающую К.-в. д. Вместе с тем в релятивистской квантовой механике, к-рая может быть сформулирована лишь на основе квантовополевого подхода, важнейшим проявлением К.-в. д. является возможность испускания и поглощения частиц в результате взаимодействия квантовых полей (что имеет фундам. значение в теории элементарных частиц).

Лит. см. при ст. *Квантовая механика*. С. С. Герштейн.
КОРРЕЛЯЦИИ КОЭФФИЦИЕНТ — числовая характеристика зависимости двух случайных величин. Для случайных величин X_1 и X_2 с математическими ожиданиями $a_i = M X_i$ и ненулевыми дисперсиями $\sigma_i^2 = M(x_i - a_i)^2$ К. к. определяется равенством

$$\rho = \rho(\tilde{X}_1, \tilde{X}_2) = M \frac{X_1 - a_1}{\sigma_1} \cdot \frac{X_2 - a_2}{\sigma_2}$$

Если X_1 и X_2 независимы, то $\rho = 0$ (если X_1 и X_2 имеют совместное Гаусса распределение, то верно и обратное; в общем случае это неверно); при $\rho = 0$ случайные величины X_i наз. некоррелированными и, при $\rho > 0$ ($\rho < 0$) положительно (отрицательно) коррелированными; $|\rho| < 1$, причём $|\rho| = 1$, если и только если X_i связаны линейной зависимостью $X_2 = \tilde{X}_2 = a_2 + \rho \sigma_2 \sigma_1^{-1} (X_1 - a_1)$. В общем случае \tilde{X}_2 есть наилучшее представление X_2 линейной ф-цией от X_1 , т. к. $M(X_2 - \tilde{X}_2)^2 = \min_{a,b} M(X_2 - aX_1 - b)^2$. К. к. не даёт

полного описания функциональной зависимости случайных величин; по существу, он является лишь мерой их линейной связи.

К. А. Боровков.

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ТЕОРИЯ случайных функций — описание случайных ф-ций $\xi(x)$ при помощи статистич. моментов 1-го и 2-го порядка: $\langle \xi(x) \rangle$ и $\langle \xi(x_1) \xi(x_2) \rangle$. Аргумент случайной ф-ции x может иметь любую размерность. Если $\xi(x)$ — гауссова случайная ф-ция, полностью определяемая первым и вторым моментами, то К. т. даёт её полное описание. Обычно К. т. применяют для таких физ. задач, к-рые описываются линейными ур-ниями вида $\hat{L}(x)\xi(x) = F(x)$, где $\hat{L}(x)$ — нек-рый линейный оператор, $F(x)$ — случайная ф-ция. В этом случае можно получить ур-ния и для статистич. моментов $\langle \hat{L}(x)\xi(x) \rangle = \langle F(x) \rangle$, $\langle [\hat{L}(x_1)\xi(x_1)][\hat{L}(x_2)\xi(x_2)] \rangle = \langle F(x_1)F(x_2) \rangle$. Для нелинейных задач К. т. обычно имеет приближённый характер. К. т. наиб. приспособлена для описания однородных (стационарных) случайных ф-ций, для к-рых справедлива *Винера—Хинчина теорема*. К. т. используют в большинстве физ. приложений случайных ф-ций, напр. в теории *флуктуаций* и теории *когерентности*.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976.

В. И. Татарский.

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ в статистической физике — ф-ция, определяющая вероятность отнесения расположения комплекса из s любых молекул жидкости или газа; при $s=2$ К. ф. наз. парной или бинарной. Появление корреляций в расположении молекул среды связано с тем, что в ближайшем окружении любой из них вследствие взаимодействия возникает упорядочение в расположении окружающих её молекул. При этом ср. плотность молекул окружения к.-л. выделенной молекулы отличается от ср. плотности среды, приближаясь к ней с увеличением расстояния. Это происходит монотонно или с затухающими осцилляциями (появление ближнего порядка).

В классич. статистич. физике s -частичную К. ф. $F_s(q_1, \dots, q_s)$ определяют так, что $V^{-s} F_s(q_1, \dots, q_s) \times \dots \times dq_1 \dots dq_s$ есть вероятность того, что координаты $1, \dots, s$ -й молекул попадают в бесконечно малые элементы объёмов $dq_1 \dots dq_s$, расположенные около точек q_1, \dots, q_s , где $q_i = (x_i, y_i, z_i)$, V — объём. Следовательно, s -частичная К. ф. связана с $(s-1)$ -частичной К. ф. соотношением $V^{-1} \int F_s(q_1, \dots, q_s) dq_s = F_{s-1}(q_1, \dots, q_{s-1})$.

Равновесные К. ф. связаны с каноническим распределением Гиббса и могут быть получены из него интегрированием по координатам $N-s$ молекул:

$$F_s(q_1, \dots, q_s) = V^s \int \dots \int D_N(q_1, \dots, q_N) dq_{s+1} \dots dq_N,$$

где

$$D_N(q_1, \dots, q_N) = Q_N^{-1} \exp(-U_N/kT),$$

$$Q_N = \int \dots \int \exp(-U_N/kT) dq_1 \dots dq_N,$$

U_N — потенц. энергия взаимодействия молекул системы, Q_N — конфигурац. интеграл, T — темп-ра, N — полное число частиц. В случае парного взаимодействия молекул с потенциалом $\Phi(r)$, зависящим только от расстояния, энергия взаимодействия равна

$$U_N = \sum_{1 \leq i < j \leq N} \Phi(|q_i - q_j|),$$

тогда F_2 зависит только от расстояния между молекулами $F_2(q_1, q_2) = F_2(|q_1 - q_2|)$ (радиальная ф-ция распределения).

Парная ф-ция распределения особенно важна, т. к. позволяет получить *уравнение состояния* и ср. энер-