Характерный размер этого распределения L наз. **длиной локализации**.

В случае одномерного (случайного) потенциала все состояния частицы локализованы, каким бы слабым ни был случайный потенциал. При этом для состояния с большой энергией длина локализации L равна по порядку величины длине l свободного пробега частицы (в приближении однократного рассеяния). В двумерном случае все состояния также локализованы, но длина локализации экспоненциально возрастает при возрастании энергии. В трёхмерном случае справедлив т. н. **критерий локализации Иоффе — Регеля — Мотта**: если длина волны де Бройля $\lambdabar$ частицы, в частности электрона, меньше, чем длина свободного пробега l, то состояния являются подвижными; при $\lambdabar \sim l$ имеется порог подвижности $\mathscr{E}_g$ и все состояния с энергией $\mathscr{E} < \mathscr{E}_g$ локализованы.

Реальные плёнки и проволоки ведут себя как двумерные и одномерные проводники, но длина локализации в них больше (из-за наличия поперечного движения). Так, в проволоке длина локализации L совпадает с длиной проволоки такого же сечения, сопротивление к-рой $\approx 2\pi\hbar/e^2 \approx 30$ кОм (e — заряд электрона). Для реальных проводников существует критерий Туалеса: если сопротивление образца при $T = 0$К больше, чем 30 кОм, то его размер превышает длину локализации.

Если состояния в случайном потенциале, обусловленном примесями, заполнены электронами так, что уровень Ферми лежит в области локализов. состояний, то статич. электропроводимость вещества при $T = 0$К равна 0 (**андерсоновский диэлектрик**). Отличие этого состояния от состояния обычных кристаллич. диэлектриков состоит в том, что плотность состояния $g(\mathscr{E})$ на уровне Ферми $\mathscr{E} = \mathscr{E}_F$ отлична от 0. Поэтому проводимость σ при низкой частоте ω приложенного электрич. поля не пропорциональна ω^2 (см. *Диэлектрические потери*), а удовлетворяют ф-ле Мотта—Березинского:

$$\mathrm{Re}\,\sigma(\omega) \sim \omega^2 [-\ln\omega]^{d+1}, \qquad (3)$$

где d — размерность пространства. При $T \neq 0$К проявляется прыжковая проводимость: электрон проводит длит. время в локализов. состоянии с энергией $\mathscr{E}$, изредка перепрыгивая благодаря взаимодействию с фононами в др. локализов. состояние с энергией $\mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}$. Состояния с разл. энергией локализованы вблизи разл. точек пространства, поэтому прыжки с передачей энергии приводят к пространственному перемещению электронов. При низких темп-рах прыжковая проводимость описывается законом Мотта:

$$\ln\sigma_0 = -1/T^{(1/d+1)}. \qquad (4)$$

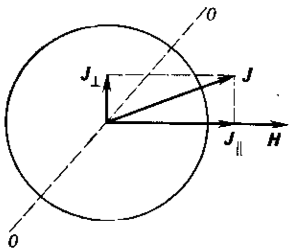
При этом характерная передача энергии при прыжке $\Delta\mathscr{E} \sim T^{d/(d+1)}$, а длина прыжка $R \sim L/T^{(1/d+1)}$. При возрастании T значение R сравнивается с расстояниями между центрами локализации (в легиров. полупроводниках со ср. расстоянием между примесями). При этом моттовский режим прыжков переменной длины сменяется режимом прыжков на соседнюю примесь, а закон Мотта (4) переходит в выражение:

$$\ln\sigma_0 = T^{-1}.$$

Фазовый переход в неупорядоченной среде, при к-ром уровень Ферми проходит через порог подвижности, наз. **переходом Андерсона**. В точке перехода L обращается в бесконечность, а при сколь угодно малом смещении уровня Ферми в сторону подвижных состояний появляется отличная от 0 статич. проводимость. Дискуссия о том, появляется ли проводимость скачком (фазовый переход первого рода) или возрастает непрерывно (фазовый переход второго рода), пока не закончилась, но вторая точка зрения является более аргументированной. При описании поведения электронов в реальных неупорядоченных системах (аморфных твёрдых телах или кристаллич. полупроводниках с большой концентрацией примесей) необходимо учитывать кулоновское взаимодействие между электронами. Оно приводит к образованию т. н. кулоновской щели — провала плотности состояний $g(\mathscr{E})$ при $\mathscr{E} = \mathscr{E}_F$, к видоизменению закона Мотта и др.

Лит.: Мотт Н., Электроны в неупорядоченных структурах, пер. с англ., М., 1969; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979. *Д. Е. Хмельницкий.*

АНИЗОМЕТР МАГНИТНЫЙ — прибор для определения *магнитной анизотропии*. Наиб. распространены А. м. для определения ферромагн. анизотропии монокристаллов и текстуриров. материалов (см. *Текстура магнитная*).



Исследуемый образец (диск) в магнитном поле.

В одном из типов А. м. исследуемый образец помещают в сильное однородное магн. поле $\boldsymbol{H}$ (рис.). Образец намагничивается по направлению поля лишь в том случае, если поле направлено вдоль его оси лёгкого намагничивания (ОО). Во всех остальных случаях вектор намагниченности $\boldsymbol{J}$ занимает нек-рое промежуточное положение между направлением $\boldsymbol{H}$ и осью ОО. Перпендикулярная полю компонента $\boldsymbol{J}_\perp$ создаёт момент вращения $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{J}_\perp \boldsymbol{H}$, к-рый стремится повернуть образец так, чтобы ось ОО стала параллельна вектору $\boldsymbol{H}$. Момент вращения измеряется при разл. направлениях поля, и по результатам измерений рассчитываются константы анизотропии, т. о. оценивается степень совершенства текстуры. Совр. А. м. позволяют исследовать как массивные образцы, так и ферромагн. плёнки в интервале темп-р от 1300 К до гелиевых ($\sim$1 К) и в магн. полях напряжённостью до 4000 кА/м (50 кЭ).

АНИЗОТРОПИЯ твёрдых тел (от греч. ánisos — неравный и trópos — направление) — зависимость равновесных физ. свойств твёрдого тела от направления (см. *Анизотропная среда*). Величины, описывающие макроскопич. свойства вещества, делятся на скаляры, псевдоскаляры, векторы и тензоры разл. рангов. Скалярная характеристика (напр., ср. плотность вещества, темп-ра, теплоёмкость, энтропия) задаётся одним числовым значением, к-рое не связано с понятием направления в пространстве и не изменяется при вращении. Подобная характеристика однородного тела в состоянии равновесия не может обладать А. Псевдоскалярные характеристики, напр. уд. вращение плоскости поляризации, также изотропны, т. к. их численное значение сохраняется при поворотах тела или системы координат (но они меняют знак при отражении). Для задания векторной величины (напр., ср. намагниченности кристалла) требуется указать 3 компонента вектора в нек-рой системе координат. Эти компоненты являются проекциями вектора на оси координат, они изменяются при вращении системы координат.

Примером физ. свойств, описываемых симметричными тензорами 2-го ранга, могут служить электропроводность и теплопроводность, а также диэлектрич. и магн. проницаемости твёрдых тел. В общем случае в нек-рой системе координат тензор 2-го ранга имеет 9 компонент. Если тензор симметричен, то независимыми являются лишь 6 из них — три диагональных и три недиагональных элемента матрицы. При повороте системы координат матрица тензора преобразуется по определ. закону. Всякий симметричный тензор 2-го ранга может быть приведён к гл. осям, т. е. существует такая система координат, в к-рой матрица этого тензора диагональна; соответствующие 3 диагональных элемента наз. гл. значениями тензора. Если гл. значения не совпадают, имеет место А., а направления гл. осей определены од-