

Фундаментальная важность мезоскопич. явлений связана с тем, что они позволяют проследить переход от явлений на атомном уровне (микроскопич.) к физике макроскопич. образцов. Прикладное значение М. состоит в том, что с М. связан теоретич. предел миниатюризации электронных приборов, а также в возможности наблюдения событий, происходящих в атомном масштабе (напр., диффузионное смещение отд. атомов), по изменению свойств образцов с размерами L_c .

Лит.: 1) W a s h b u r n S., W e b b R. A., A h a r o n o v — B o h m effect in normal metal quantum coherence and transport, «Adv. Phys.», 1986, т. 35, р. 375; 2) Р а й х М. Э., Р у з и н И., Флукутации прозрачности случайно-неоднородных барьеров конечной площади, «ЖЭТФ», 1987, т. 92, с. 2257. Д. Е. Хмельницкий.

МЕЗОСФЕРА (от греч. μέσος — средний и σφαίρα — шар) — слой атмосферы, расположенный между стратосферой и термосферой на высотах примерно от 50 до 80—90 км. Темп-ра T в М. понижается с высотой z от 260—280 К у её основания до 170—200 К вблизи т. н. мезопаузы — переходного слоя от М. к термосфере. В Сев. полушарии зима М. в ср. на 20—40 К теплее летней. Вблизи М. в высоких широтах летние темп-ры могут быть ниже зимних на 40—60 К или даже более. Ветер в М. чаще всего дует прикл. вдоль широтных кругов; летом он восточный, зимой западный. Наб. скорости локализуются вблизи $z = 60—70$ км, где они равны 50—60 м/с летом и 70—80 м/с зимой. Летом в средних и высоких широтах на высотах 78—94 км из-за чрезвычайно низких здесь темп-р воздуха иногда возникают т. н. серебристые облака, состоящие из ледяных кристалликов. Форма этих облаков свидетельствует о наличии на этих высотах волн с длиной до неск. десятков км, а также крупных квазистандартных вихревых образований. Газовый состав М., как и нижерасположенных атм. слоёв, постоянен и содержит ок. 80% N_2 и 20% O_2 , т. е. М. является частью гомосферы. В верхней М. расположена б. ч. области D ионосферы.

Лит.: Океан-атмосфера. Энциклопедия, пер. с англ., Л., 1983; Х р г и а н А. Х., Физика атмосферы, М., 1986; Б р а с с е Г., С о л о м о н С., Аэрономия средней атмосферы, пер. с англ., Л., 1987. С. М. Шметер.

МЕЙСНЕРА ЭФФЕКТ — вытеснение пост. магн. поля из массивного проводника, когда последний становится сверхпроводящим, одно из фундам. свойств сверхпроводимости. М. э. экспериментально обнаружен Ф. В. Мейснером (F. W. Meißner) и Р. Оксенфельдом (R. Ochsenfeld) в 1933.

М. э. исчезает при полном переходе сверхпроводника в нормальное (несверхпроводящее) состояние.

Благодаря возможности существования незатухающих токов в сверхпроводнике внеш. магн. поле экранируется сверхпроводящими токами, текущими вблизи поверхности образца (мейснеровскими токами) в слое толщиной порядка глубины проникновения магн. поля (см. Лондонов уравнение). Состояние с незатухающими поверхностными токами, препятствующими проникновению магн. поля в толщу сверхпроводника, соответствует минимуму свободной энергии, включающей энергию магн. поля, кинетич. энергию сверхпроводящих электронов и энергию свехпроводящей конденсации. Характерные значения глубины проникновения магн. поля составляют доли микрометра, поэтому поле практически не проникает в массивный сверхпроводник: магн. индукция B в нём равна нулю. В силу соотношения $B = H + 4\pi M$ между индукцией B , напряжённостью магн. поля H и намагниченностью M последняя при $B = 0$ оказывается равной $M = -H/4\pi$, т. е. сверхпроводник в мейснеровском состоянии ведёт себя как идеальный диамагнетик с восприимчивостью $\chi = -1/4\pi$.

Полный М. э. существует в интервале напряжённостей магн. поля, не превосходящих критического магнитного поля, при к-ром происходит полное или частичное разрушение сверхпроводимости. Неполный М. э. наблюдается как в сверхпроводниках 1-го рода в

межщоточном состоянии, когда магн. поле проникает в образец через области, занятые нормальной фазой, так и в сверхпроводниках 2-го рода в интервале полей от H_{c1} до H_{c2} (смешанное состояние), когда магн. поле проникает в сверхпроводник в виде вихрей, несущих квант магн. потока (см. Квантование магнитного потока).

При охлаждении образца, находящегося в магн. поле, до темп-ры ниже критич. темп-ры сверхпроводящего перехода происходит выталкивание магн. потока из образца. При этом содержащиеся магн. поток области нормальной фазы или квантованные вихри стремятся выйти из сверхпроводника, перемещаясь из глубины к поверхности образца. В материалах, обладающих дефектами кристаллич. решётки, такое движение магн. потока может быть затруднено, что будет приводить к «замораживанию» магн. потока в образце.

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Д е Ж е н П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; Р о у з и н с А., Р о д е р и к Е., Введение в физику сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1972. Н. Б. Коплин.

МЕЛЛЕРОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — процесс упругого рассеяния электрона на электроне, описываемый низшим порядком теории возмущений в квантовой электродинамике (КЭД). Указанный процесс изображается двумя Фейнмана диаграммами. В этом приближении не учитываются радиационные поправки, а также излучение мягких фотонов, к-рым всегда сопровождается процесс рассеяния заряд. частиц.

Релятивистски-инвариантное выражение для дифференц. сечения М. р. получается согласно известным правилам вычисления элементов S -матрицы в КЭД (использована система единиц, в к-рой $c = 1$):

$$d\sigma = r_e^2 \frac{4\pi m^2 dt}{s(s-4m^2)} \left\{ \frac{1}{t^2} \left[\frac{s^2+u^2}{2} + 4m^2(t-m^2) \right] + \frac{1}{u^2} \left[\frac{s^2+t^2}{2} + 4m^2(u-m^2) \right] + \frac{4}{tu} \left(\frac{s}{2} - m^2 \right) \left(\frac{s}{2} - 3m^2 \right) \right\},$$

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - q_1)^2, \quad u = (p_1 - q_2)^2,$$

$$p_1 + p_2 = q_1 + q_2, \quad p_1^2 = p_2^2 = q_1^2 = q_2^2 = m^2,$$

где p_1, p_2 и q_1, q_2 — 4-импульсы электронов в начальном и в конечном состояниях, m — масса электрона, $r_e = e^2/4\pi m \approx 2,82 \cdot 10^{-13}$ см — классич. радиус электрона (e — заряд электрона).

Вводя угол рассеяния θ и энергию электронов ε в системе центра масс, где $p_1 = -p_2 = p$, $(p_1 \cdot q_1) = p^2 \cos\theta$, $\varepsilon^2 = p^2 + m^2$, $s = 4\varepsilon^2$, $t = -4p^2 \sin^2(\theta/2)$, $u = -4p^2 \cos^2(\theta/2)$, получим ф-лу Мёллера [К. Мёллер (Ch. Möller), 1932]:

$$d\sigma = r_e^2 \frac{1 + \beta^2}{4\beta^4 \gamma^2} \left[\frac{4}{\sin^2\theta} - \frac{3}{\sin^2\theta} + \left(\frac{\beta^2}{1 + \beta^2} \right)^2 \left(1 + \frac{4}{\sin^2\theta} \right) \right] d\Omega,$$

где $\gamma = \varepsilon/m = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = |p|/\varepsilon$, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ — элемент телесного угла.

В нерелятивистском пределе $\gamma \rightarrow 1$, $\beta \ll 1$, $v = p/m$ это выражение переходит в Резерфорда формулу с учётом обменного взаимодействия (из-за тождественности электронов) в борновском приближении [Н. Ф. Мотт (N. F. Mott), 1930].

$$d\sigma = \frac{e^4}{(16\pi m^2 v^2)^2} \left[\frac{1}{\sin^4(\theta/2)} + \frac{1}{\cos^4(\theta/2)} - \frac{1}{\sin^2(\theta/2)\cos^2(\theta/2)} \right] d\Omega.$$

Для перехода в лаб. систему отсчёта, в к-рой один из электронов покоится, нужно ввести соответствующие переменные (θ' , γ' , β') с помощью соотношений

$$\cos\theta = \frac{2 - (\gamma' + 3)\sin^2\theta'}{2 + (\gamma' - 1)\sin^2\theta'}, \quad 2\gamma^2 = \gamma' + 1, \quad \frac{4\beta^2\gamma^2}{1 + \beta^2} = (\beta')^2\gamma'^2.$$

В рамках стандартной модели электрослабого взаимодействия, кроме диаграмм однофотонного обмена (рис.), имеются также диаграммы с обменом нейтральным про-