

часто вводят продольную и поперечную (относительно выделенных направлений) Э. т. См. также *Температурный компонент плазмы*.
В. А. Рожанский, Л. Д. Цендин.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ — часть полной теплоёмкости твёрдого тела, обусловленная тепловым движением электронов. Э. т. диэлектриков и слаболегированных полупроводников, как правило, пренебрежимо мала. В вырожденных полупроводниках и металлах (в сверхпроводящем состоянии) при достаточно низких темп-рах Э. т. C_e вносит заметный вклад в полную теплоёмкость C . Его можно оценить, рассматривая электроны (или дырки) как идеальный ферми-газ квазичастиц, характеризующихся нек-рой плотностью состояний $2N(\mathcal{E})$, где $N(\mathcal{E})$ — плотность одночастичных состояний с определ. проекцией спина. Тепловое возбуждение испытывают лишь квазичастицы в интервале энергий $\sim kT$ вблизи уровня Ферми \mathcal{E}_F ; при $kT \ll \mathcal{E}_F$ их число $\sim 2N(\mathcal{E}_F)kT$, а их тепловая энергия $\sim 2N(\mathcal{E}_F)(kT)^2$, следовательно, $C_e \sim 2N(\mathcal{E}_F)k^2T$. Т. о., теплоёмкость вырожденного газа электронов или дырок подчиняется линейному закону и при достаточно низких T может превзойти *решёточную теплоёмкость* $C_p = \beta T^3$. Более детальный расчёт при тех же условиях приводит к ф-ле:

$$C_e = \frac{\pi^2}{3} 2N(\mathcal{E}_F)k^2T = \gamma T. \quad (1)$$

Соотношение (1) используют для определения значений $N(\mathcal{E}_F)$. Для разделения электронного и решёточного вкладов в теплоёмкости данные о полной низкотемпературной теплоёмкости обычно аппроксимируют полиномом нечётных степеней по T :

$$C = \gamma T + \beta T^3 + \dots$$

Члены, содержащие T^5 и более высокие степени T , обусловлены отклонением свойств реального кристалла от описываемых *Дебай теорией*; если они малы в сравнении с предыдущими, то коэф. γ и β можно найти соответственно по отсечке и наклону графич. зависимости C/T от T^2 , экстраполированной к $T=0$ К.

Ф-ла (1) неприменима в тех случаях, когда для участвующих в тепловом возбуждении электронов $N(\mathcal{E})$ имеет выраженную структуру. Напр., если тепловое движение электрона представляет собой переходы между двумя уровнями, разделёнными энергетич. щелью Δ , то Э. т. имеет т. н. аномалию Шоттки:

$$C_e^{\text{ш}} = Nk \left(\frac{\Delta}{kT} \right)^2 \exp \left(\frac{\Delta}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{\Delta}{kT} \right) + 1 \right]^{-2}. \quad (2)$$

Здесь N — число одноэлектронных центров с двухуровневым спектром. Щель Δ в спектре электронных возбуждений появляется также при переходе металлов и вырожденных полупроводников в сверхпроводящее состояние; вследствие этого их Э. т. становится экспоненциально малой при $kT \ll \Delta$. В точке сверхпроводящего перехода ($T = T_c$) Э. т. имеет характерную для фазовых переходов II рода особенность, наблюдаемую в виде скачка δC . В приближении слабой связи $\delta C \approx 1,43 \gamma T_c$. Этот факт используют для идентификации перехода проводника в состояние объёмной *сверхпроводимости*; в случае поверхностной сверхпроводимости скачок Э. т. мал соответственно кол-ву сверхпроводящей фазы.

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978. С. Н. Лыков.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ — вклад электронов проводимости в теплопроводность твёрдых тел. Э. т. играет осн. роль в *металлах* (в нормальном состоянии), *полуметаллах* и нек-рых полупроводниках. При низких темп-рах Э. т. определяется рассеянием электронов примесями и дефектами и возрастает с темп-рой, при высоких темп-рах — рассеянием на фонах и падает с ростом темп-ры, так что при нек-рой темп-ре Э. т. достигает максимума, тем более высокого, чем совершеннее кристалл (см. *Рассеяние носителей заряда*).

В проводниках Э. т. связана с электропроводностью *Видемана — Франца законом*. В *сверхпроводниках* электроны, объединённые в куперовские пары, не участвуют в переносе тепла, так что при $T < T_c$ (T_c — темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние) Э. т. определяется нормальными (неспаренными) электронами и экспоненциально убывает с приближением к 0 К. В биполярных *полупроводниках* и полуметаллах существует дополнит. механизм (биполярная составляющая) Э. т.: электронно-дырочные пары, образующиеся на горячем конце образца, диффундируют навстречу градиенту темп-ры и рекомбинируют на холодном конце с выделением тепла. Э. т. изменяется под действием магн. поля (см. *Маджи — Ризи — Ледока эффект*).

Измерение Э. т. даёт информацию о механизме рассеяния носителей заряда, особенностях зонной структуры твёрдых тел, величине и температурной зависимости ширины запрещённой зоны исследуемого материала и т. д. Для выделения Э. т. из полной *теплопроводности* используются подавление Э. т. магн. полем, исчезновение Э. т. в сверхпроводящем состоянии, а также косвенные методы.

Лит.: Смирнов И. А., Тамарченко В. И., Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках, Л., 1977; Берман Р., Теплопроводность твёрдых тел, пер. с англ., М., 1979.

Э. М. Эштетин.

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание электронов поверхностью конденсированной среды. Э. э. возникает в случаях, когда часть электронов тела приобретает в результате внеш. воздействия энергию, достаточную для преодоления потенц. барьера на его границе, или если внеш. электрич. поле делает его «прозрачным» для части электронов. Э. э. наблюдается при нагревании тел (*термоэлектронная эмиссия*), при бомбардировке электронами (*вторичная электронная эмиссия*), ионами (*ионно-электронная эмиссия*) или эл.-магн. излучением (*фотоэлектронная эмиссия*).

Для исследования Э. э. необходимо создать у поверхности тела (эмиттера) электрич. поле E , ускоряющее электроны для удаления (отсасывания) электронов от поверхности эмиттера. Если это поле достаточно велико ($E \geq 10^4$ В/см), оно уменьшает высоту потенц. барьера на границе, в результате чего Э. э. возрастает (*Шоттки эффект*). В очень сильных полях ($E \sim 10^7$ В/см) потенц. барьер становится столь тонким, что возникает туннельное просачивание электронов сквозь него (туннельная, или *автотермоэлектронная эмиссия*). В результате одноврем. воздействия двух или более факторов могут возникать термоавтотермоэлектронная, фотоавтотермоэлектронная эмиссия и др. В очень сильных импульсных электрич. полях ($E \sim 5 \cdot 10^7$ В/см) автотермоэлектронная эмиссия приводит к быстрому разрушению (взрыву) микроострий на поверхности эмиттера и к образованию плотной плазмы. Взаимодействие плазмы с поверхностью эмиттера вызывает резкое увеличение тока Э. э. (*взрывная электронная эмиссия*).

Т. М. Лифшиц.

ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЁННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — изменение проводимости диэлектриков и полупроводников при облучении их электронами. При энергии электронов 1—10 кэВ ток, наведённый электронной бомбардировкой, может в сотни и тысячи раз превышать ток первичных электронов. Явление Э.-в. п. включает в себя процессы генерации неравновесных носителей заряда (электронов и дырок) и переноса этих носителей в электрич. поле, возникающем в диэлектрике или полупроводнике при задании разности потенциалов с помощью электродов или электронного контакта.

Процесс генерации неравновесных носителей быстрыми электронами носит многоступенчатый характер. Первичные электроны, взаимодействуя с твёрдым телом, теряют свою энергию в осн. на ионизацию атомов. Электроны, образующиеся в результате ионизации и *осе-эффекта*, могут обладать энергией, достаточной для осуществления последующих актов ионизации и создания электронно-дырочных пар. Кроме того, в процессе торможения первичных и относительно быстрых внутренних вторичных электронов возможно возбуждение *плазмонов*, распад k -рых также сопровождается генерацией электронно-ды-