

тером электронно-фононного взаимодействия и зависит от др. механизмов рассеяния фононов. Если фононная система полностью релаксирует на электронах (эффект «насыщения»), то при $T \ll \theta_D$ (θ_D — Дебая температура) $S_{\phi} \sim T^{-1}$, $S_{\phi} \sim T^3$ как для металлов, так и для полупроводников. Если же фононы взаимодействуют не только с электронами, но и друг с другом, зависимость $S_{\phi}(T)$ иная. В металлах при $T \gg \theta_D$. В полупроводниках электроны взаимодействуют только с длинноволновыми фононами (см. *Рассеяние носителей заряда в полупроводниках*), а S_{ϕ} определяется их взаимодействием с коротковолновыми фононами, к-рым длинноволновые фононы передают свой импульс:

$$S_{\phi} \sim T^{-(9-n)/2}, \quad n=1, 2. \quad (7)$$

Два значения n соответствуют двум механизмам фононофононной релаксации, в к-рых либо учитывается ($n=1$), либо не учитывается ($n=2$) затухание тепловых фононов. При низких темп-рах гл. роль играют процессы рассеяния на границах образца: $S_{\phi} \sim DT^{3/2}$, где D — характерный размер образца.

В магнетиках существует эффект «увлечения» электронов магнонами, к-рый также вносит вклад в термоэдс (см. *Спиновые волны*).

Для металлов с многолистной ферми-поверхностью и полупроводников с многозонным характером проводимости выражения для диффузионной термоэдс и термоэдс увлечения обобщаются:

$$S = \sum_i \sigma_i S_i / \sum_i \sigma_i. \quad (8)$$

Здесь σ_i и S_i — парциальные вклады в проводимость и термоэдс i -го листа поверхности Ферми или i -й энергетич. зоны.

З. э. в сверхпроводниках. Под действием градиента темп-ры в *сверхпроводниках* появляется объёмный ток нормальных возбуждений по природе такой же, как и в обычных проводниках. Этот ток обуславливает объёмный ток куперовских пар, к-рый компенсирует ток нормальных возбуждений. Т. к. полный объёмный ток равен 0, а электрич. поле в сверхпроводниках отсутствует, исследовать термоэдс, связанную с нормальными возбуждениями в сверхпроводниках, можно, измеряя сверхпроводящую компоненту тока.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Электродинамика сплошных сред*, 2 изд., М., 1982; Цидильковский И. М., *Термомагнитные явления в полупроводниках*, М., 1960; Зырянов П. С., Клигер М. И., *Квантовая теория явления электронного переноса в кристаллических полупроводниках*, М., 1976; *Термоэлектродвижущая сила металлов*, пер. с англ., М., 1980; Абрикосов А. А., *Основы теории металлов*, М., 1987.

И. М. Цидильковский, В. А. Матвеев.
ЗЕЕМАН ЭФФЕКТ — расщепление спектральных линий и уровней энергии атомов, молекул и кристаллов в магн. поле. Наблюдается на спектральных линиях испускания и поглощения; З. э. на линиях

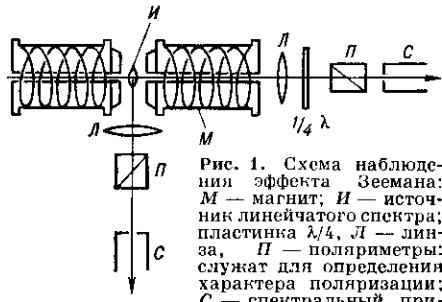


Рис. 1. Схема наблюдения эффекта Зеемана: М — магнит; И — источник линейчатого спектра; пластинка $\lambda/4$, Л — линза, П — поляризаторы; служат для определения характера поляризации; С — спектральный прибор.

поглощения часто наз. обратным. Впервые обнаружен П. Зееманом (P. Zeeman) в 1896 при исследовании спектров испускания натрия. В 1897 Х. Лоренц (H. A. Lorentz) разработал первую теорию

З. э. на основе классич. электродинамики, полное объяснение З. э. даёт квантовая механика.

В результате З. э. спектральная линия, испускаемая веществом, в магн. поле расщепляется на неск. зеемановских компонент (зеемановское расщепление) и поляризации компонент зависят от направления наблюдения. В случае т. н. простого (или нормального) З. э. при наблюдении в направлении, перпендикулярном магн. полю (рис. 1), получают три линейно поляризованные компоненты — несмещённая π -компонента, поляризованная вдоль поля, и две симметрично от неё расположенные σ -компоненты, поляризованные перпендикулярно полю (зеемановский триплет;

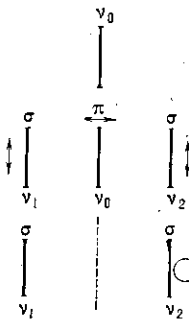


Рис. 2. Расщепление спектральных линий при простом эффекте Зеемана: сверху — без поля; в середине — при поперечном наблюдении в магнитном поле — триплет с частотами $\nu_0 - \Delta\nu$, ν_0 , $\nu_0 + \Delta\nu$, линии линейно поляризованы (направление указано стрелками); внизу — продольное наблюдение в магн. поле — дублет с частотами $\nu_0 - \Delta\nu$ и $\nu_0 + \Delta\nu$, линии поляризованы по кругу в плоскости, перпендикулярной направлению поля.

рис. 2). При наблюдении вдоль поля получается дублет — две компоненты с круговой поляризацией, направленной в противоположные стороны. В общем случае сложного (или аномального) З. э. вместо каждой из компонент наблюдаются группы равноотстоящих линий, причём в целом картина расщепления остаётся симметричной относительно первоначальной несмещённой линии. Число линий сложного зеемановского расщепления может достигать неск. десятков.

При исследовании З. э. применяют спектральные приборы с высокой разрешающей способностью, т. к. величина расщепления мала: для магн. полей с напряжённостью $H \sim 2 \cdot 10^4$ Э она составляет сотые нм.

Энергия атома, находящегося в магн. поле H и имеющего магн. момент μ , равна:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - \mu H_N,$$

где \mathcal{E}_0 — энергия этого атома в отсутствие поля, μH_N — проекция магн. момента атома на направление поля, $-\mu H_N$ — дополнит. энергия, к-рую приобретает атом в магн. поле. Полный магн. момент атома связан с его механич. моментом M :

$$\mu = -g(e/2m_e c) M,$$

где g — Ланде множитель, e и m_e — заряд и масса электрона. Проекция M_N на направление H квантована, т. е. может принимать лишь дискретные значения $M_N = m\hbar/2\pi$, где $m = \mathcal{J}$, $\mathcal{J} - 1, \dots, -\mathcal{J}$, а \mathcal{J} — квантовое число, определяющее полный механич. момент атома. При данном \mathcal{J} возможны $2\mathcal{J} + 1$ разл. значений m . В результате энергия атома в магн. поле равна:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + g m \mu_B H;$$

величина $\mu_B = e\hbar/2m_e c$ наз. *магнетон* Бора. Т. о., уровень энергии атома с данным \mathcal{J} в магн. поле расщепляется на $2\mathcal{J} + 1$ компонент, отстоящих друг от друга на расстоянии $g\mu_B H$. Расщепление спектральных линий определяется расщеплением комбинирующих уровней энергии в магн. поле и отбора правилом для магн. квантового числа m : $\Delta m = 0, \pm 1$, причём при квантовых переходах, соответствующих $\Delta m = 0$, получают π -компоненты, а при $\Delta m = \pm 1$ — σ -компоненты (рис. 3).