Таким образом, в этом случае электропроводность неограниченно убывает ($\sim H^{-2}$) и, как это на первый взгляд ни парадоксально, обратно пропорциональна времени релаксации.

В действительности в этом нет ничего удивительного, так как ток вдоль оси y в этом случае возникает только в результате столкновений.

7.5. ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Рассмотрим примесный полупроводниковый образец, вдоль которого существует перепад температур (пока в отсутствие магнитного поля). Концентрация и скорости электронов на горячем конце больше, чем на холодном; поэтому поток электронов от горячего конца к холодному $j_{\text{гор}}$ больше, чем в обратном направлении $j_{\text{хол}}$, в результате чего возникает поле термо-э. д. с., тормозящее горячие электроны, ускоряющее холодные и уравнивающее эти потоки. Таким образом, в стационарном состоянии в разомкнутой цепи благодаря термо-э. д. с.

$$j_{\text{гор}} = j_{\text{хол}} = j_0. \tag{7.109}$$

Уменьшая энергию и поток горячих электронов и увеличивая энергию и поток холодных электронов, термо-э. д. с. уменьшает теплопроводность электронного газа [16], но, разумеется, не обращает ее в нуль — это противоречило бы второму началу термодинамики.

Таким образом, энергия электронов, идущих от горячего конца, остается больше и поток тепла вдоль образца будет равен

$$Q = \frac{1}{e}\left(j_{\text{гор}}\bar{\varepsilon}_{\text{гор}} - j_{\text{хол}}\bar{\varepsilon}_{\text{хол}}\right) = \frac{j_0}{e}\left(\bar{\varepsilon}_{\text{гор}} - \bar{\varepsilon}_{\text{хол}}\right) > 0. \tag{7.110}$$

Посмотрим теперь, что произойдет, если мы включим магнитное поле. Тогда электроны, движущиеся от горячего конца, будут отклоняться на одну боковую грань, и она будет нагреваться, а электроны, движущиеся от холодного конца, будут отклоняться на противоположную грань, и она будет охлаждаться. Это явление носит название эффекта Риги — Ледюка. Теория дает следующее выражение для поперечного градиента температуры в примесном невырожденном полупроводнике при простой параболической зонной структуре:

$$\frac{\partial T}{\partial y}=\frac{\left(\frac{2r+1}{2}\right)^2+\frac{3}{2}}{r+2}\,\frac{\varkappa_{\text{эл}}}{\varkappa_{\text{р}}+\varkappa_{\text{эл}}}\,R_x\sigma\,\frac{\partial T}{\partial x}. \qquad (7.111)$$

Как видно из (7.111), даже в этом простейшем случае выражение для поперечной разности температур весьма сложно. Поэтому, а также из-за трудности тепловых измерений исследования эффекта Риги — Ледюка не нашли широкого применения.

Перейдем теперь ко второму поперечному эффекту, так называемому эффекту Нернста — Эттингсгаузена, имеющему сейчас весьма большое значение в исследовании и применении полупроводников.

Как мы уже упоминали, потоки горячих и холодных электронов $j_{\text{гор}}$ и $j_{\text{хол}}$ одинаковы, но средние энергии в потоке $\bar{\varepsilon}_{\text{гор}}$ и $\bar{\varepsilon}_{\text{хол}}$ различны. Следовательно, горячие и холодные электроны будут отклоняться магнитным полем на разные углы, в результате чего в образце возникнет поперечный ток

$$j'_y=j_{\text{гор}}\bar{\varphi}_{\text{гор}}-j_{\text{хол}}\bar{\varphi}_{\text{хол}}=\frac{j_0}{T}\left[\tau(\bar{\varepsilon}_{\text{гор}})-\tau(\bar{\varepsilon}_{\text{хол}})\right] \qquad (7.112)^{*)}$$

и поперечная разность потенциалов E_y, которая будет возрастать до тех пор, пока обусловленный этой разностью потенциалов ток $j''_y=\sigma E_y$ не скомпенсирует j'_x.

Для простейшего случая, рассмотренного выше (примесный невырожденный полупроводник, простая зонная структура), выражение для поперечной э. д. с. Нернста — Эттингсгаузена имеет вид

$$E_y=\frac{2r-1}{2}\,\frac{A(r)}{e}\,\frac{k}{c}\,uH\,\frac{\partial T}{\partial x}, \qquad (7.113)$$

где $A(r)$ — коэффициент, входящий в выражение для постоянной Холла.

Как видно из (7.113), эффект Нернста — Эттингсгаузена можно использовать для непосредственного измерения подвижности u (если известно r, или для определения r, если известно u). Его преимущество перед эффектом Холла заключается в том, что в последнем случае мы получаем подвижность косвенно через постоянную Холла и электро-

---

*) Из (7.112) видно, что если время релаксации не зависит от энергии, то поперечная разность потенциалов не возникает.

проводность ($u \approx R\sigma/A$), и если электропроводность оказывается заниженной за счет плохо проводящих прослоек между зернами поликристалла, то и для подвижности получаются неправильные значения. В эффекте Нернста — Эттингсгаузена значение прослоек значительно меньше.

В области собственной проводимости поперечная термо-э. д. с. Нернста — Эттингсгаузена приобретает значительно большие значения. Действительно, в этом случае поле термо-э. д. с. либо совсем не образуется, либо образуется лишь для того, чтобы выравнять потоки электронов и дырок, и после этого равные потоки электронов и дырок генерируются на горячем конце и рекомбинируют на холодном (см. гл. 6 — теплопроводность за счет биполярной диффузии).

Магнитное поле разворачивает эти потоки на противоположные грани образца, и на одной накапливается положительный заряд, а на другой — отрицательный.

Таким образом, в то время как в примесной проводимости э. д. с. Нернста — Эттингсгаузена возникала как эффект второго порядка за счет зависимости времени свободного пробега от энергии, здесь эта э. д. с. образуется всегда и достигает весьма больших значений. В этом случае выражение для э. д. с. Нернста — Эттингсгаузена примет вид

$$E_y = \frac{k}{2ec}\frac{A}{\sigma^2}\Big[(1-2r)(\sigma_n^2 u_n + \sigma_p^2 u_p) - \\ - \sigma_p \sigma_n (u_n + u_p)\left(6r + 7 + \frac{2\Delta\mathscr{E}_0}{kT}\right)\Big] H \frac{\partial T}{\partial x}. \qquad (7.114)$$

Еще больших значений достигает э. д. с. Нернста — Эттингсгаузена в области смешанной проводимости, когда неосновные носители только появляются. Действительно, термо-э. д. с. в примесном полупроводнике уменьшает разность скоростей основных носителей на горячем и холодном конце и, наоборот, увеличивает эту разность для неосновных носителей, поэтому э. д. с. Нернста — Эттингсгаузена, создаваемая неосновными носителями, бывает очень велика.

В заключение этой главы приведем выражения для основных кинетических коэффициентов в слабом и нулевом магнитных полях, для одной параболической зоны (табл. 3 была любезно предоставлена нам В. И. Кайдановым).

Выражения для основных кинетических коэффициентов в слабом и нулевом магнитном полях в полупроводниках со стандартной зоной и носителями одного типа

Название коэффициента и определение	Условие измерения	Формула	Коэффициенты, зависящие от степени вырождения и механизма рассеяния
Удельная электропроводность $\sigma_0 = j_x / E_x$	$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = j_x = H_z = 0$	$\sigma_0 = \frac{2}{3} q^2 4\pi (2m^*)^{3/2} \tau_0 (k_0 T)^{r+1} A$ (3.1)	$A = (r+1) F_r$
Электронная составляющая коэффициента теплопроводности $\varkappa_0^э = \left(W_x \Big/ \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \varkappa^ф$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = H_z = 0$	$\varkappa_0^э = \left(\frac{k_0}{e} \right)^2 T \sigma_0 L$ (3.2)	$L = \frac{r+3}{r+1} \frac{F_{r+2}}{F_r} - \frac{(r+2)^2}{(r+1)^2} \frac{F_{r+1}^2}{F_r^2}$
Коэффициент термо-э. д. с. $\alpha_0 = E_x \Big/ \frac{\partial T}{\partial x}$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = H_z = 0$	$\alpha_0 = \frac{k_0}{q} C$ (3.3)	$C = \frac{r+2}{r+1} \frac{F_{r+1}}{F_r} - \mu^*$
Постоянная Холла $R = E_y / (j_x H_z)$	$j_y = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$R = \frac{3}{2} \frac{h^3}{4\pi (2m^*)^{3/2}} \frac{(k_0 T)^{-3/2}}{q} B$ (3.4)	$B = \frac{2r + {}^1/_2}{(r+1)^2} \frac{F_{2r-1/2}}{F_r^2}$
Коэффициент Эттингсгаузена $P = \left(-\frac{\partial T}{\partial y} \right) \Big/ (j_x H_z)$	$\frac{\partial T}{\partial x} = j_y = W_y = 0$	$P = \frac{k_0 T}{q} \frac{R \sigma_0}{\varkappa_0} D$ (3.5)	$D = \frac{2r + {}^3/_2}{2r + {}^1/_2} \frac{F_{2r+1/2}}{F_{2r-1/2}} \frac{r+2}{r+1} \frac{F_{r+1}}{F_r}$
Коэффициент поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена $Q = E_y \Big/ \left(-\frac{\partial T}{\partial x} H_z \right)$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$Q = \frac{k_0}{q} R \sigma_0 D$ (3.6)	$G = \frac{1}{AL} \left\{ \frac{(2r + {}^5/_2)(r+1)}{2r + {}^1/_2} \times \frac{F_{2r+3/2} F_r}{F_{2r-1/2}} - 2 \frac{(r+2)(2r + {}^3/_2)}{2r + {}^1/_2} \times \frac{F_{2r+1/2} F_{r+1}}{F_{2r-1/2}} + \frac{(r+2)^2}{r+1} \frac{F_{r+1}^2}{F_r} \right\}$
Коэффициент Риги—Ледюка $S = -\frac{\partial T}{\partial y} \Big/ \left(-\frac{\partial T}{\partial x} H_z \right)$	$j_x = j_y = W_y = 0$	$S = -R\sigma_0 - \frac{\varkappa_0^э}{\varkappa_0} G$ (3.7)	

Выражения для основных кинетических коэффициентов в слабом и нулевом магнитном полях в полупроводниках со стандартной зоной и носителями одного типа

Название коэффициента и определение	Условие измерения	Формула	Коэффициенты, зависящие от степени вырождения и механизма рассеяния
Удельная электропроводность $\sigma_0 = j_x/E_x$	$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = j_x = H_z = 0$	$\sigma_0 = \frac{2}{3} q^2 4\pi (2m^*)^{3/2} \tau_0 (k_0 T)^{r+1} A$ (3.1)	$A = (r+1) F_r$
Электронная составляющая коэффициента теплопроводности $\varkappa_0^э = \left(W_x \Big/ \frac{\partial T}{\partial x}\right) - \varkappa^ф$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = H_z = 0$	$\varkappa_0^э = \left(\frac{k_0}{e}\right)^2 T \sigma_0 L$ (3.2)	$L = \frac{r+3}{r+1} \frac{F_{r+2}}{F_r} - \frac{(r+2)^2}{(r+1)^2} \frac{F_{r+1}^2}{F_r^2}$
Коэффициент термо-э. д. с. $\alpha_0 = E_x \Big/ \frac{\partial T}{\partial x}$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = H_z = 0$	$\alpha_0 = \frac{k_0}{q} C$ (3.3)	$C = \frac{r+2}{r+1} \frac{F_{r+1}}{F_r} - \mu^*$
Постоянная Холла $R = E_y/(j_x H_z)$	$j_y = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$R = \frac{3}{2} \frac{h^3}{4\pi (2m^*)^{3/2}} \frac{(k_0 T)^{-3/2}}{q} B$ (3.4)	$B = \frac{2r + 1/2}{(r+1)^2} \frac{F_{2r-1/2}}{F_r^2}$
Коэффициент Эттингсгаузена $P = \left(-\frac{\partial T}{\partial y}\right) \Big/ (j_x H_z)$	$\frac{\partial T}{\partial x} = j_y = W_y = 0$	$P = \frac{k_0 T}{q} \frac{R \sigma_0}{\varkappa_0} D$ (3.5)	$D = \frac{2r + 3/2}{2r + 1/2} \frac{F_{2r+1/2}}{F_{2r-1/2}} \frac{r+2}{r+1} \frac{F_{r+1}}{F_r}$
Коэффициент поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена $Q = E_y \Big/ \left(-\frac{\partial T}{\partial x} H_z\right)$	$j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$	$Q = \frac{k_0}{q} R \sigma_0 D$ (3.6)	$G = \frac{1}{AL} \left\{ \frac{(2r + 5/2)(r+1)}{2r + 1/2} \times \frac{F_{2r+3/2} F_r}{F_{2r-1/2}} - 2 \frac{(r+2)(2r + 3/2)}{2r + 1/2} \times \frac{F_{2r+1/2} F_{r+1}}{F_{2r-1/2}} + \frac{(r+2)^2}{r+1} \frac{F_{r+1}^2}{F_r} \right\}$
Коэффициент Риги—Ледюка $S = -\frac{\partial T}{\partial y} \Big/ \left(-\frac{\partial T}{\partial x} H_z\right)$	$j_x = j_y = W_y = 0$	$S = -R\sigma_0 - \frac{\varkappa_0^э}{\varkappa_0} G$ (3.7)	

Название коэффициента и определение	Условие измерения	Формула	Коэффициенты, зависящие от степени вырождения и механизма рассеяния
Магнетосопротивление $\frac{\Delta\rho(H)}{\rho_0}=$ $=\sigma_0\left(\frac{1}{\sigma(H)}-\frac{1}{\sigma_0}\right)$	$j_y=\frac{\partial T}{\partial x}=$ $=\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\Delta\rho}{\rho_0 H_z^2}=(R\sigma_0)^2 M$ (3.8)	$M=\frac{3r(r+1)}{(2r+{}^1/_2)^2}\frac{F_{3r-1}F_r}{F^2_{2r-1/2}}-1$
Магнитотермо-э. д. с. $\frac{\Delta\alpha(H)}{\alpha_0}=\frac{\alpha(H)-\alpha_0}{\alpha_0}$	$j_x=j_y=$ $=\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0 H_z^2}=(R\sigma_0)\ \frac{N}{C}$ (3.9)	$N=D-M+\frac{(r+2)3r}{(2r+{}^1/_2)^2}\frac{F_{3r-1}F_{r+1}}{F^2_{2r-1/2}}+1$
Относительное изменение теплопроводности в магнитном поле $\frac{\Delta\varkappa(H)}{\varkappa_0}=$ $=\frac{\varkappa^э(H)-\varkappa_0^э}{\varkappa_0^э+\varkappa^ф}$	$j_x=j_y=$ $=\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\Delta\varkappa(H)}{\varkappa_0 H_z^2}=$ $=\left(\frac{k_0}{e}\right)^2\frac{\sigma_0 T}{\varkappa_0}(R\sigma_0)^2(D^2-V)$ (3.10)	$V=\frac{(3r+2)(r+1)}{(2r+{}^1/_2)^2}\frac{F_{3r+1}F_r}{F^2_{2r-1/2}}-$ $-2\frac{(3r+1)(r+2)}{(2r+{}^1/_2)^2}\frac{F_{3r}F_{r+1}}{F^2_{2r-1/2}}+$
	$j_x=j_y=W_y=0$	$\frac{\Delta\varkappa(H)}{\varkappa_0 H_z^2}=\left(\frac{k_0}{e}\right)^2\frac{\sigma_0 T}{\varkappa_0}(R\sigma_0)\times$ $\times\left[D^2-V+\left(\frac{k_0}{e}\right)^2\frac{\sigma_0 T}{\varkappa_0}G^2\right.$ (3.11)	$+\frac{3r(r+2)^2}{(2r+{}^1/_2)^2(r+1)}\frac{F_{3r-1}F^2_{r+1}}{F^2_{2r-1/2}F_r}$

Обозначения: k_0 — постоянная Больцмана; q — заряд носителя тока; H — напряженность магнитного поля; E — напряженность электрического поля; j — плотность тока;

$$F_n \equiv F_0(\mu^*) \equiv \int_0^\infty \frac{x^n}{1+e^{x-\mu^*}}\,dx \text{ — интеграл Ферми;}$$

μ^* — приведенный уровень химического потенциала; W — плотность потока энергии.

Примечание. Образцы имеют форму прямоугольных параллелепипедов; H направлено по оси z; E, ∇T — в плоскости (x, y).

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛ. 3

Название коэффициента и определение	Условие измерения	Формула	Коэффициенты, зависящие от степени вырождения и механизма рассеяния
Магнетосопротивление $\frac{\Delta\rho\,(H)}{\rho_0}=$ $=\sigma_0\left(\frac{1}{\sigma\,(H)}-\frac{1}{\sigma_0}\right)$	$j_y=\frac{\partial T}{\partial x}=$ $=\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\Delta\rho}{\rho_0 H_z^2}=(R\sigma_0)^2 M$ (3.8)	$M=\frac{3r\,(r+1)}{(2r+{}^1/_2)^2}\,\frac{F_{3r-1}F_r}{F^2_{2r-1/2}}-1$
Магнитотермо-э. д. с. $\frac{\Delta\alpha\,(H)}{\alpha_0}=\frac{\alpha\,(H)-\alpha_0}{\alpha_0}$	$j_x=j_y=$ $=\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0 H_z^2}=(R\sigma_0)\;\frac{N}{C}$ (3.9)	$N=D-M+\frac{(r+2)\,3r}{(2r+{}^1/_2)^2}\,\frac{F_{3r-1}F_{r+1}}{F^2_{2r-1/2}}+1$
Относительное изменение теплопроводности в магнитном поле $\frac{\Delta\varkappa\,(H)}{\varkappa_0}=$ $=\frac{\varkappa^{\text{э}}(H)-\varkappa_0^{\text{э}}}{\varkappa_0^{\text{э}}+\varkappa^{\text{ф}}}$	$j_x=j_y=$ $=\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\Delta\varkappa\,(H)}{\varkappa_0 H_z^2}=$ $=\left(\frac{k_0}{e}\right)^2\frac{\sigma_0 T}{\varkappa_0}\,(R\sigma_0)^2\,(D^2-V)$ (3.10)	$V=\frac{(3r+2)\,(r+1)}{(2r+{}^1/_2)^2}\,\frac{F_{3r+1}F_r}{F^2_{2r-1/2}}-$ $-2\,\frac{(3r+1)\,(r+2)}{(2r+{}^1/_2)^2}\,\frac{F_{3r}F_{r+1}}{F^2_{2r-1/2}}+$
	$j_x=j_y=W_y=0$	$\frac{\Delta\varkappa\,(H)}{\varkappa_0 H_z^2}=\left(\frac{k_0}{e}\right)^2\frac{\sigma_0 T}{\varkappa_0}\,(R\sigma_0)\times$ $\times\left[D^2-V+\left(\frac{k_0}{e}\right)^2\frac{\sigma_0 T}{\varkappa_0}\,G^2\right.$ (3.11)	$+\frac{3r\,(r+2)^2}{(2r+{}^1/_2)^2\,(r+1)}\,\frac{F_{3r-1}F^2_{r+1}}{F^2_{2r-1/2}F_r}$

Обозначения: k_0 — постоянная Больцмана; q — заряд носителя тока; H — напряженность магнитного поля; E — напряженность электрического поля; j — плотность тока;

$$F_n\equiv F_0\,(\mu^*)\equiv\int\limits_0^\infty\frac{x^n}{1+e^{x-\mu^*}}\,dx \text{ — интеграл Ферми;}$$

μ^* — приведенный уровень химического потенциала; W — плотность потока энергии.

Примечание. Образцы имеют форму прямоугольных параллелепипедов; H направлено по оси z; E, ∇T — в плоскости $(x,\ y)$.