

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ

Поляновский В. М.

В полупроводнике со сверхрешеткой (ПСР) в магнитном поле, приложенном вдоль оси CP , возникают запрещенные полосы энергии, когда расстояние между уровнями Ландау превышает ширину мини-зоны. При нулевой температуре уровень Ферми не может находиться в запрещенной полосе энергии и при заполнении целого числа уровней Ландау «перескакивает» из потолка одного уровня Ландау в дно следующего. Периодическое скачкообразное изменение химического потенциала приводит к фазовым переходам (ФП) металл—диэлектрик—металл. При конечных температурах при попадании уровня Ферми в запрещенную полосу энергии происходят эффективное снятие вырождения электронного газа и соответственно индуцированные магнитным полем электронные переходы (ЭП) металл—полупроводник—металл и p -полупроводник— n -полупроводник. ЭП металл—полупроводник происходит при пересечении уровнем Ферми границ мини-зоны и проявляется в резком уменьшении величины и переходе к активационной температурной зависимости проводимости вдоль оси CP , а также в резком возрастании абсолютной величины продольной термоэдс. ЭП p -полупроводник— n -полупроводник происходит при пересечении уровнем Ферми середины запрещенной полосы энергии и проявляется в резкой смене знака термоэдс.

Полупроводники со сверхрешеткой (ПСР), представляющие собой промежуточный этап при переходе от трехмерных систем к двумерным, привлекают все большее внимание исследователей [1]. Особый интерес представляют эффекты, которые могут реализоваться только в этом случае и отсутствуют как в трехмерных, так и двумерных системах. Речь идет об особенностях явлений переноса вдоль оси CP в столь сильном магнитном поле, параллельном оси CP , что расстояние между уровнями Ландау ω_c (используется система единиц, где $\hbar=1$) превышает ширину мини-зоны Δ . При этом появляются запрещенные полосы энергии шириной $\varepsilon_g = \omega_c - \Delta$, отсутствующие в трехмерном случае. В двумерных же системах отсутствует перенос вдоль магнитного поля.

Уникальность ситуации состоит в возможности моделирования поведения электронного газа в металле, полупроводнике (как p -, так и n -типа) и диэлектрике на одном образце ПСР, помещенном в магнитное поле. Действительно, энергетический спектр электрона состоит из чередующихся разрешенных и запрещенных полос энергии (рис. 1, где ζ — химический потенциал электронов). При изменении магнитного поля уровни Ландау будут периодически заполняться или опустошаться, т. е. будут происходить фазовые переходы (ФП) металл—диэлектрик—металл при $T=0$ и электронные переходы (ЭП) металл—полупроводник—металл при $T \neq 0$ (T — температура в энергетических единицах). В металлическом состоянии уровень Ферми находится в разрешенной, а в полупроводниковом состоянии — в запрещенной полосах энергии. При достаточно низких температурах проводимость вдоль магнитного поля в металлическом состоянии практически не зависит от температуры, а в полупроводниковом она имеет активационный характер. Таким образом, проводимость имеет максимумы при заполнении полуцелого числа уровней Ландау и резко убывает при заполнении целого числа уровней Ландау.

Аналогично можно описать поведение продольной термоэдс в зависимости от магнитного поля. В металлическом состоянии, когда уровень Ферми нахо-

дится в центре разрешенной полосы энергии, вследствие симметрии электронных и дырочных состояний, принадлежащих одному уровню Ландау, термоэдс равна нулю. При дальнейшем заполнении уровня Ландау превалирует дырочный вклад и термоэдс растет. При попадании уровня Ферми в запрещенную полосу энергии электронный газ переходит в полупроводниковое состояние. Теперь термоэдс определяется конкуренцией дырочного вклада от уровня Ландау, лежащего ниже уровня Ферми, и электронного вклада от вышележащего уровня Ландау. Если уровень Ферми находится ниже середины запрещенной полосы энергии, то образец ведет себя как полупроводник p -типа, а если выше — как полупроводник n -типа. В первом случае термоэдс положительна, а во втором — отрицательна, и в обоих случаях по абсолютной величине она значи-

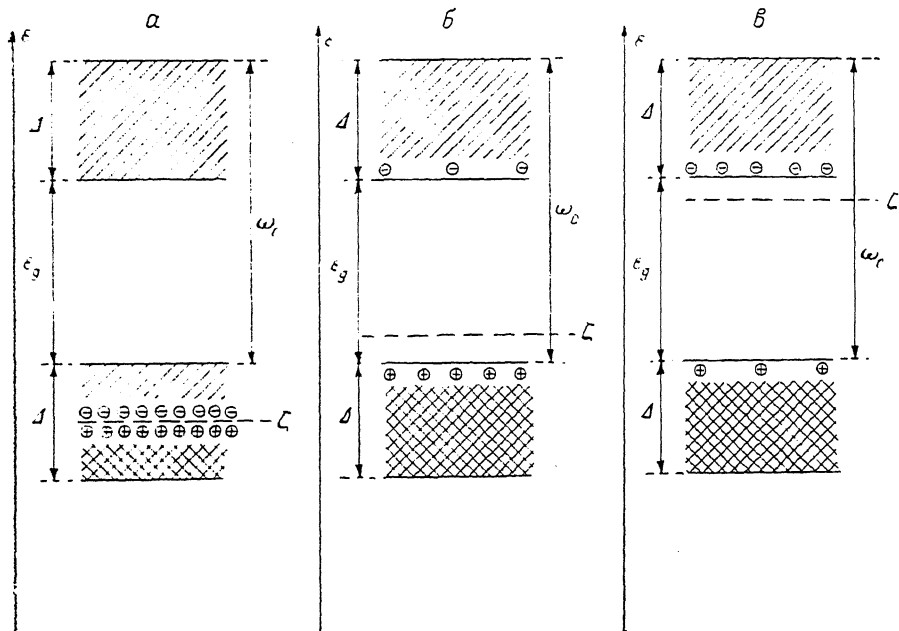


Рис. 1. Электронные переходы металл—полупроводник и p -полупроводник— n -полупроводник при заполнении уровней Ландау.

a — металл, b — p -полупроводник, $в$ — n -полупроводник.

тельно превосходит термоэдс в металлическом состоянии. При прохождении уровнем Ферми середины запрещенной полосы энергии термоэдс резко (при $T \rightarrow 0$ скачкообразно) меняет знак, т. е. имеет место ЭП p -полупроводник— n -полупроводник. По мере приближения к металлическому состоянию снова возрастает вклад дырок и термоэдс растет, обращаясь в нуль при заполнении полуцелого числа уровней Ландау. Оказывается возможным наблюдать не только ЭП металл—полупроводник по резкому изменению абсолютной величины термоэдс, но и индуцированный магнитным полем переход от дырочного типа к электронному типу проводимости по смене знака термоэдс. Такой ЭП происходит при заполнении целого числа уровней Ландау.

Описанные выше гигантские осцилляции проводимости и термоэдс связаны с тем, что при изменении магнитного поля периодически происходит эффективное снятие вырождения электронного газа. В металлическом состоянии в явлениях переноса участвуют электроны, находящиеся вблизи уровня Ферми, и при $T \ll \Delta$ электронный газ ведет себя как вырожденный. В полупроводниковом состоянии вклад в кинетические коэффициенты дают электроны, удаленные от уровня Ферми на расстояние порядка $\epsilon_g/2$ по шкале энергии, число которых при $T \ll \epsilon_g$ экспоненциально мало. В этой ситуации кинетические коэффициенты принимают значения, характерные для невырожденного электронного газа.

Индукцированный магнитным полем ФП металл—диэлектрик в ПСР впервые был описан в [2], а в [3] имеется указание на его экспериментальное подтверждение. Продольные гальваномагнитные эффекты в ПСР в квантующем магнит-

ном поле изучались также в [4, 5]. В настоящей работе проведено обобщение полученных в [2] результатов на случай отличных от нуля температур. Получены конкретные выражения для продольных проводимости и термоэдс, дающие количественное подтверждение приведенной выше качественной картине ЭП металл—полупроводник и p -полупроводник— n -полупроводник.

Для нахождения кинетических коэффициентов при наличии электрического E и магнитного H полей, а также градиента температуры ∇T , параллельных оси CP , удобно пользоваться вигнеровским представлением для матрицы плотности. Квантовое кинетическое уравнение для упругого механизма рассеяния имеет вид

$$\frac{\partial f_v}{\partial t} + v_{vz} \frac{\partial f_v}{\partial z} + eE \frac{\partial f_v}{\partial p_z} = I, [f_v], \quad (1)$$

где

$$I, [f_v] = 2\pi N_i \sum_{v'} \sum_q |V_q|^2 |\langle v | e^{iqr} | v' \rangle|^2 \delta(\epsilon_v - \epsilon_{v'}) (f_{v'} - f_v)$$

— интеграл столкновений, N_i — концентрация рассеивающих центров, V_q — фурье-компонента рассеивающего потенциала, $v = \{N, p_y, p_z, \sigma\}$ — набор квантовых чисел, характеризующих состояние электрона в магнитном поле, $Oz \parallel CP$, $\epsilon_v = (N + 1/2) \omega_c + (\Delta/2) \cos(p_z d)$ — закон дисперсии электрона, $N=0, 1, \dots$, $\omega_c = eH/mc$, m — эффективная масса в плоскости слоев, d — период CP , $v_{vz} = \partial \epsilon_v / \partial p_z$ — скорость электрона. Кинетическое уравнение (1) применимо в случае слабых пространственных неоднородностей $f_{0v}(z)$, когда их характерный масштаб $L_z \sim |\partial f_v / \partial z|^{-1} f_v \gg l_z$ — характерной длины свободного пробега носителей вдоль магнитного поля.

Плотность тока вычисляется стандартным образом

$$j_z = e \sum_v v_{vz} f_v = \sigma_{zz} E^* - \beta_{zz} \nabla T \quad (2)$$

($E^* = E - (1/e) \nabla \zeta$), откуда при $j_z = 0$ получим для дифференциальной термоэдс $\sigma_{zz} = \beta_{zz} / \sigma_{zz}$. Условием применимости линейного приближения является малость неравновесной добавки f_{1v} , пропорциональной E^* и ∇T , по сравнению с равновесной функцией распределения f_{0v} . Из (1) следует, что неравенство $|f_1| \ll f_0$ выполняется в области применимости кинетического уравнения.

Считая рассеивающий потенциал короткодействующим, так что эффективный радиус действия гораздо меньше как магнитной длины, так и периода CP , из (1), (2) получим

$$\left\{ \begin{matrix} \sigma_{zz} \\ \beta_{zz} \end{matrix} \right\} = \frac{e}{2\pi N_i V \delta} \sum_{N=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon \frac{g_N(\epsilon) v_{Nz}^2(\epsilon)}{g(\epsilon)} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) \left\{ \begin{matrix} e \\ \epsilon - \zeta \end{matrix} \right\}. \quad (3)$$

В (3) $g(\epsilon) = \sum_{N=0}^{\infty} g_N(\epsilon) = \sum_v \delta(\epsilon - \epsilon_v)$ — плотность состояний, $f_0(\epsilon) = (1 + \exp[(\epsilon - \zeta)/T])^{-1}$, химический потенциал определяется из условия нормировки на концентрацию носителей $\int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon g(\epsilon) f_0(\epsilon) = n$.

В интересующем нас случае наличия запрещенных полос энергии ($\epsilon_g > 0$) уровни Ландау дают аддитивный вклад в кинетические коэффициенты. Согласно (3), $\sigma_{zz} = \sum_{N=0}^{\infty} \sigma_N$ и $\beta_{zz} = \sum_{N=0}^{\infty} \beta_N$, где

$$\sigma_N = \frac{\sigma_0}{4} \left[(1 - \delta_N^2) F_0(\delta_N) - \delta_N \frac{4T}{\Delta} F_1(\delta_N) - \frac{4T^2}{\Delta^2} F_2(\delta_N) \right], \quad (4)$$

$$\beta_N = -\frac{\beta_0}{4} \left[(1 - \delta_N^2) F_1(\delta_N) - \delta_N \frac{4T}{\Delta} F_2(\delta_N) - \frac{4T^2}{\Delta^2} F_3(\delta_N) \right], \quad (5)$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2 \Delta^2 d^2}{8\pi N_i V_0^2}, \quad \beta_0 = \frac{1}{|e|} \sigma_0, \quad F_k(x) = \int_{-\frac{\Delta}{2T}(1-x)}^{\frac{\Delta}{2T}(1-x)} dz z^k / \text{ch}^2\left(\frac{z}{2}\right), \quad \delta_N = \frac{\zeta - (N + 1/2)\omega_c}{\Delta/2}$$

описывают смещение уровня Ферми из центра разрешенной полосы энергии. При $|\delta_N| < 1$ уровень Ферми находится в разрешенной полосе, а при $1 < |\delta_N| < (2\omega_c/\Delta) - 1$ — в запрещенной полосе энергии. Положению уровня Ферми в центре разрешенной полосы энергии соответствует $\delta_N = 0$, в центре запрещенной полосы — $|\delta_N| = \omega_c/\Delta$, при $|\delta_N| = 1$ уровень Ферми находится на границе разрешенной и запрещенной полос энергии. Согласно (4), (5), σ_N является четной, а β_N — нечетной функциями δ_N .

Далее ограничимся случаем достаточно низких температур, когда $T \ll \Delta$, ε . Из (4) получим

$$\sigma_N = \sigma_0 \begin{cases} 1 - \delta_N^2 & \text{при } 1 - |\delta_N| \geq 2T/\Delta, \\ \frac{4T}{\Delta} \ln 2 & \text{при } |1 - |\delta_N|| \leq 2T/\Delta, \\ \frac{4T}{\Delta} \exp\left(-\frac{\Delta}{2T}(|\delta_N| - 1)\right) & \text{при } |\delta_N| - 1 \geq 2T/\Delta. \end{cases} \quad (6)$$

Если же $T = 0$, то $\sigma_N = \sigma_0(1 - \delta_N^2)$ при $|\delta_N| \leq 1$ и $\sigma_N = 0$ при $|\delta_N| > 1$. Аналогично из (5) следует

$$\beta_N = \beta_0 \begin{cases} \frac{4\pi^2}{3} \frac{T}{\Delta} \delta_N & \text{при } 1 - |\delta_N| \geq 2T/\Delta, \\ \frac{2\pi^2}{3} \frac{T}{\Delta} \delta_N & \text{при } |1 - |\delta_N|| \leq 2T/\Delta, \\ \frac{2\delta_N}{|\delta_N|} (|\delta_N| - 1) \exp\left(-\frac{\Delta}{2T}(|\delta_N| - 1)\right) & \text{при } |\delta_N| - 1 \geq 2T/\Delta. \end{cases} \quad (7)$$

Согласно (6), (7), в металлическом состоянии уровни Ландау, отделенные запрещенной полосой энергии от уровня Ферми, дают экспоненциально малый вклад в кинетические коэффициенты. В этом случае $\alpha_{zz} = \beta_{N_0}/\sigma_{N_0}$, где N_0 — номер уровня Ландау, в котором находится уровень Ферми, $|\delta_{N_0}| \leq 1$. Получаем $\alpha_{zz} = (1/|e|)(4\pi^2/3)(T/\Delta)[\delta_{N_0}/(1 - \delta_{N_0}^2)]$ при $1 - |\delta_N| \geq 2T/\Delta$ и $\alpha_{zz} = (1/|e|) \times (\pi^2/6 \ln 2)\delta_N$ при $|1 - |\delta_N|| \leq 2T/\Delta$. При прохождении уровнем Ферми середины разрешенной полосы энергии термоэдс меняет знак.

В полупроводниковом состоянии, когда уровень Ферми находится в запрещенной полосе энергии между N_0 -м и $(N_0 + 1)$ -м уровнями Ландау, вклады ближайших к уровню Ферми уровней Ландау могут оказаться сравнимыми, а остальных — экспоненциально малы. С учетом (6), (7) для термоэдс запишем

$$\alpha_{zz} = \frac{\beta_{N_0} + \beta_{N_0+1}}{\sigma_{N_0} + \sigma_{N_0+1}} = \frac{1}{|e|} \frac{\Delta}{2T} \frac{(\delta_{N_0} - 1) + \left(\delta_{N_0} + 1 - \frac{2\omega_c}{\Delta}\right) \exp\left(\frac{\Delta\delta_{N_0} - \omega_c}{T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\Delta\delta_{N_0} - \omega_c}{T}\right)}. \quad (8)$$

В соответствии с данной выше качественной картиной $\alpha_{zz} > 0$, $\alpha_{zz} < 0$ или $\alpha_{zz} = 0$, если уровень Ферми лежит ниже ($\delta_{N_0} < \omega_c/\Delta$), выше ($\delta_{N_0} > \omega_c/\Delta$) или в середине ($\delta_{N_0} = \omega_c/\Delta$) запрещенной полосы энергии соответственно. Термоэдс принимает экстремальные значения $\alpha_{zz}^{ex} = (\pm 1/2 |e|)(\varepsilon_g/T) - \ln(\varepsilon_g/T)$ при $\delta_{N_0} = (\omega_c/\Delta) \pm (T/\Delta) \ln(2\varepsilon_g/T)$. Таким образом, индуцированный магнитным полем ЭП p -полупроводник — n -полупроводник происходит при прохождении уровнем Ферми малой (порядка тепловой энергии) окрестности середины запрещенной полосы энергии, в которой термоэдс резко меняет знак. Амплитуда скачка термоэдс в ε_g/T раз превосходит ее значение в металлическом состоянии.

До сих пор мы рассматривали поведение проводимости и термоэдс в зависимости от положения уровня Ферми. Однако при фиксированной концентрации носителей химический потенциал сам существенно зависит от магнитного поля.

Из условия нормировки при $T \ll \Delta$, ε_g получим $\zeta = (N_0 + 1/2) \omega_c - (\Delta/2) \times \times \cos(\pi \{H_0/H\})$ [6], если уровень Ферми находится в разрешенной полосе энергии, и $\zeta = (s+1) \omega_c + T \operatorname{Arctsh} \eta_s$ [7], если в запрещенной полосе энергии, где $\eta_s = s((H_s/H) - 1)^{1/2} \sqrt{\pi \Delta/T} \exp(\varepsilon_g/2T)$, $H_s = H_0/s$, $H_0 = \pi n d c/e$, $N_0 = [H_0/H]$, $[x]$ и $\{x\}$ — целая и дробная части x , s — ближайшее целое число к H_0/H . Обе формулы справедливы, если уровень Ферми находится не слишком близко к границам разрешенных и запрещенных полос энергии. Переход из разрешенной полосы в запрещенную полосу энергии происходит при $\{H_0/H\} = \sqrt{2T/\pi \Delta} \times \times (\sqrt{2}-1)$, а из запрещенной в разрешенную — при $\{H_0/H\} = 1 - \sqrt{2T/\pi \Delta} \times \times (\sqrt{2}-1)$. При $H = H_s$, $s = 1, 2, \dots$ оказываются полностью заполненными s уровней Ландау.

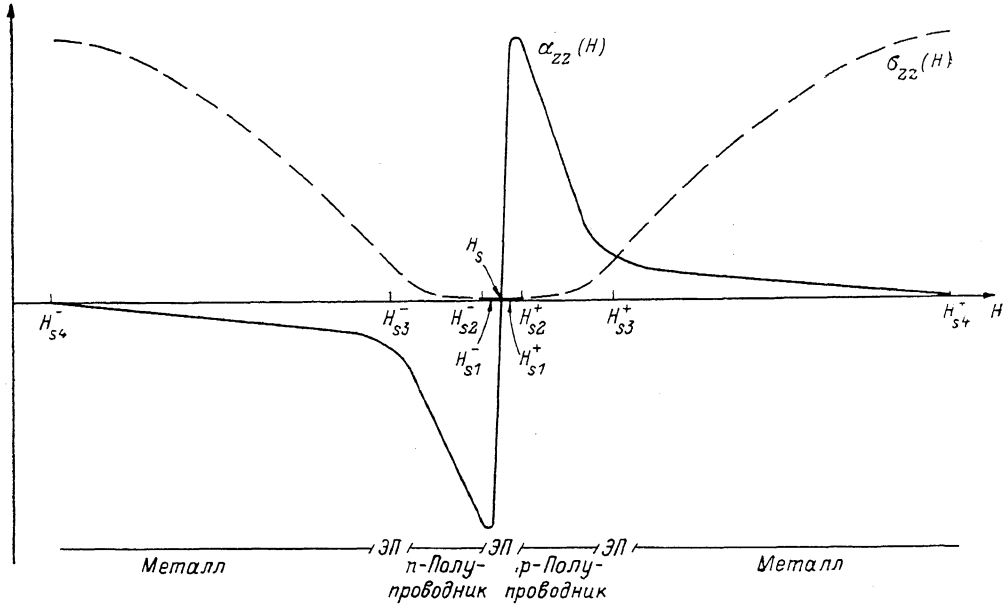


Рис. 2. Зависимость проводимости и термоэдс от магнитного поля.

Полученные результаты позволяют построить детальную картину ЭП металл—полупроводник и p -полупроводник— n -полупроводник по полевым зависимостям проводимости и термоэдс (рис. 2).

В полупроводниковом состоянии проводимость и термоэдс определяются суммарным вкладом электронов и дырок $\sigma_{zz} = (8T/\Delta) c_0 \sqrt{1 + \eta_s^2} \exp(-\varepsilon_g/2T)$,

$$\alpha_{zz} = -\frac{1}{|e|} \left(\frac{\varepsilon_g}{2T} \frac{\eta_s}{\sqrt{1 + \eta_s^2}} - \ln(\eta_s + \sqrt{1 + \eta_s^2}) \right).$$

В интервале магнитных полей $H_{s1}^- < H < H_{s1}^+$, где $H_{s1}^\pm = H_s [A \pm (1/s) \times \times \sqrt{4T/\pi \Delta} \exp(-\varepsilon_{gs}/2T)]$, $\varepsilon_{gs} = \omega_{cs} - \Delta$, $\omega_{cs} = eH_s/mc$, когда $|\eta_s| \ll 1$, электроны и дырки дают практически одинаковый вклад в проводимость, которая имеет типичный для собственных полупроводников активационный характер $\sigma_{zz} = (8T/\Delta) c_0 \exp(-\varepsilon_{gs}/2T)$. При этом термоэдс отлична от нуля лишь в меру смещения уровня Ферми из середины запрещенной полосы энергии $\alpha_{zz} = (-1/|e|) \times \times (\varepsilon_{gs}/2T) \eta_s$. При выходе из интервала (H_{s1}^-, H_{s1}^+) превалирует дырочный вклад в проводимость при $\eta_s \ll -1$, электронный — при $\eta_s \gg 1$. В обоих случаях проводимость степенным образом зависит от температуры $\sigma_{zz} = 4s \sqrt{\pi T/\Delta} c_0 \times \times |(H_s/H) - 1|$. Этот результат связан с тем, что при $|\eta_s| \gg 1$ концентрация носителей \tilde{n} , дающих основной вклад в проводимость, не зависит от температуры и равна $\tilde{n} = n |(H/H_s) - 1|$. Такая ситуация реализуется в невырожденных легированных полупроводниках при полной активации примесей [8]. Таким

образом, изменение магнитного поля моделирует изменение концентрации доноров при $H < H_s$ и акцепторов при $H > H_s$.

В рассматриваемом диапазоне магнитных полей термоэдс имеет экстремальные значения $\alpha_{zz} = (\pm 1/2 |e|) ((\varepsilon_g/T) - \ln(\varepsilon_g T))$ при $H = H_{s2}^{\pm} = H_s (1 \pm (1/s) \times \sqrt{2\varepsilon_g \pi \Delta} \exp(-\varepsilon_g/2T))$ (т. е. $\gamma_s = \pm \sqrt{\varepsilon_g/2T}$), характерные для невырожденного электронного газа. Смена знака термоэдс и соответственно ЭП p -полупроводник— n -полупроводник происходит в интервале магнитных полей (H_{s2}^-, H_{s2}^+) , который экспоненциально убывает при уменьшении температуры и увеличении магнитного поля. По мере удаления от интервала, в котором происходит ЭП, термоэдс убывает по абсолютной величине $|\alpha_{zz}| = (-1/|e|) \ln(\sqrt{\pi \Delta}/Ts) \times |(H_s/H) - 1|$. Логарифмическая зависимость термоэдс от температуры характерна для невырожденного электронного газа [8].

При $H = H_{s3}^{\pm} = H_s (1 \pm (1/s) \sqrt{2T/\pi \Delta} (\sqrt{2} - 1))$ уровень Ферми пересекает границы запрещенной полосы энергии, и вблизи указанных значений магнитного поля происходит ЭП полупроводник—металл. В точке ЭП проводимость степенным образом зависит от температуры $\sigma_{zz} = (4T/\Delta) \sigma_0 \ln 2$, а термоэдс принимает значение $\alpha_{zz} = (\pm 1/|e|) (\pi^2/6 \ln 2)$. В металлическом состоянии проводимость практически перестает зависеть от температуры $\sigma_{zz} = \sigma_0 \times \sin^2[\pi s ((H_s/H) - 1)]$. Термоэдс отлична от нуля лишь в меру смещения уровня Ферми из середины разрешенной полосы энергии

$$\alpha_{zz} = \frac{(-1)}{|e|} \frac{4\pi^2}{3} \frac{T}{\Delta} \frac{\cos(\pi \{H_0/H\})}{\sin^2(\pi \{H_0/H\})}$$

и имеет характерные для вырожденного электронного газа значения и температурную зависимость [8]. Последние формулы справедливы в интервалах магнитных полей $H_{s3}^+ < H < H_{s4}^+$ и $H_{s4}^- < H < H_{s3}^-$, где $H_{s3}^{\pm} = H_s/(1 \mp 1/2s)$. Поскольку $H_{s4}^{\pm} = H_{(s+1)4}^{\mp}$, то при последующем изменении магнитного поля описанный цикл ЭП просто повторяется.

Показанные на рис. 2 результаты расчетов для типичных значений параметров ПСР $\Delta = 4$ мэВ, $m = 0.07 m_0$ и $T = 4.2$ К, $H_s = 50$ кЭ хорошо иллюстрируют проведенный анализ.

В заключение заметим, что в связи с эффективным снятием вырождения электронного газа при заполнении целого числа уровней Ландау резкие минимумы при $H = H_s$, $s = 1, 2, \dots$ будут иметь не только проводимость, но и коэффициенты поглощения электромагнитной волны и звука, постоянная экранирования, диэлектрическая проницаемость и т. д., а также магнитная восприимчивость.

Описанные в [7] пики магнитной восприимчивости, возникающие при наличии запрещенных полос энергии, наблюдались экспериментально в [9] на образцах, имеющих мини-зонный энергетический спектр. В отличие от кинетических коэффициентов пики магнитной восприимчивости демонстрируют наличие истинных запрещенных полос энергии, а не «щелей подвижности». Последние могут возникать и при отличной от нуля плотности состояний, обусловленной локализованными состояниями.

Автор благодарен М. И. Каганову за обсуждение результатов и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Силин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. В. 3. С. 485—521.
- [2] Поляновский В. М. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1827—1831.
- [3] Stormer H. L., Eisenstein I. P., Gossard A. C. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 1. P. 85—88.
- [4] Поляновский В. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1804—1806.
- [5] Луцкий В. Н., Каганов М. И., Шик А. Я. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 2. С. 721—729.
- [6] Поляновский В. М., Нгуен Хонг Шон // ФТП. 1983. Т. 17. В. 2. С. 330—335.
- [7] Поляновский В. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1294—1294.
- [8] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 318 с.
- [9] Markiewicz R. S., Meskoob M., Maheswaran B. // Phys. Rev. (B). 1987. V. 36. N 15. P. 7859—7869.