ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК В ПОПЕРЕЧНОМ КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.И.Рыжий

Рассмотрим тонкую пленку, помещенную в скрещенные электрическое и магнитное поля. Пусть магнитное поле направлено вдоль оси z, перпендикулярно плоскости пленки, а электрическое – вдоль оси x. Ток проводимости обусловлен рассеянием электронов. При рассеянии потенциальная энергия электрона изменяется на $-eE(X_2 - X_1)$ $(X_{1,2} = -L^2 k_{y1,2} + eE/m^*\omega_c^2$ – координаты центра электронной орбиты до и после рассеяния соответственно; $L = (c\hbar/|e|H)^{1/2}$ – магнитный радиус ; $\omega_c = |e|H/m^*c$ – циклотронная частота). Это изменение потенциальной энергии может быть компенсировано за счет*: *а* – перехода электрона на другой уровень Ландау, *б* – поглощения или излучения фонона, *в* – комбинации процессов *а* и *б*.

Предположим, что имеют место соотношения**

$$|\omega_0 - M\omega_c| << \omega_c, \quad |\omega_0 - M\omega_c| >> \tau^{-1}, \tag{1}$$

где ω_0 – предельная частота оптических фононов; τ – время релаксации электрона в пленке; M – целое положительное число.

Кроме того, будем считать, что электроны заселяют лишь нижний пленочный уровень и не переходят на более высокие, что имеет место, если выполняются следующие неравенства [1,2]

$$\epsilon_0 >> T, \quad \epsilon_0 >> |e| EL, \quad n < \frac{10}{L_z^3}. \tag{2}$$

Здесь ϵ_0 – энергия первого пленочного уровня; T – температура в энергетических единицах; n_0 – концентрация электронов; L_z – толщина пленки.

При электрических полях $E << \hbar\omega_c/|e|L$, которые мы и будем рассматривать, ток, обусловленный рассеянием на примесях и акустических фононах, пренебрежимо мал (см. [2]). Поэтому будем учитывать рассеяние только на оптических фононах. Так как ток проводимости связан с миграциями центра электронной орбиты, в этом случае можно записать следующее выражение

$$j \sim \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{N,\Lambda,q_x,q_y,k_1,k_2} f_N (X_2 - X_1) |C_q|^2 |(\exp iq_x x)_{N\Lambda}|^2 \times$$

$$\times \{(N_0 + 1)\,\delta[eE(X_2 - X_1) + \hbar(\Lambda\omega_c + \omega_0)]\,\delta_{k_{y1},k_{y2}+q_y} -$$

$$- N_0\,\delta[eE(X_2 - X_1) - \hbar(\Lambda\omega_c - \omega_0)]\,\delta_{k_{y1},k_{y2}-q_y}\}, \tag{3}$$

где f_N – число электронов на N-ом уровне Ландау; N_0 – число оптических фононов; $|C_q|^2 \sim q^{-2}$ – квадрат матричного элемента [3].

Так как $|(\exp iq_x x)_{N\Lambda}|^2$ экспоненциально мал при больших q_y (при $q_y > L^{-1}$) (см. [2]), то из-за первого неравенства [1] основной вклад, как это видно из [3], будут давать процессы с поглощением оптического фонона и одновременным переходом электрона с нулевого уровня Ландау на M-й, а также процессы с испусканием оптического фонона и переходом электрона с M-го уровня на нулевой.

Если

$$f_0 N_0 >> f_M (N_0 + 1), \tag{4}$$

то вкладом процессов с испусканием фонона можно пренебречь. Тогда получаем

$$j \sim -\frac{2\pi e}{\hbar} f_0 N_0 \sum_{q_x, q_y, k_1, k_2} (X_2 - X_1) |C_q|^2 |(\exp iq_x x)_{OM}|^2 \times$$

$$\times \delta [eE(X_2 - X_1) - \hbar(M\omega_c - \omega_0)] \, \delta_{k_{y1}, k_{y2} - q_y}. \qquad (5)$$

Производя в [5] суммирование по k_{y1}, k_{y2}, q_y и q_x, получаем для $M = 1$

$$j = \frac{\pi^{3/2}}{\sqrt{2}} \frac{f_0 \hbar^2 \omega_0(\omega_c - \omega_0)}{eE^2 L \tau_{\text{оп}}} \exp\left[-\frac{\hbar^2(\omega_c - \omega_0)^2}{e^2 E^2 L^2}\right]. \qquad (6)$$

Здесь мы ввели $\tau_{\text{оп}}$ – величину порядка времени релаксации на оптических фононах.

Из (6) непосредственно видно, что при $\omega_0 > \omega_c$ ток направлен против поля, т.е. имеет место абсолютная отрицательная проводимость.

Отметим, что условие (4) может быть выполнено только в случае неравновесных электронов или фононов, например, если $f_0 >> f_0^{(\text{равн})}$, $f_M \approx f_M^{(\text{равн})}$ и $N_0 \gtrsim 1$ ($f_N^{(\text{равн})}$– число электронов на N-ом уровне Ландау в состоянии равновесия).*** Практически такое распределение электронов может быть создано, если пленку освещать достаточно интенсивным светом с частотой, равной частоте перехода с нулевого уровня Ландау в валентной зоне на нулевой уровень Ландау в зоне проводимости.

Обратим внимание на тот факт, что применимость формулы (6) наряду с условием $E << \hbar\omega_c/|e|L$ ограничена также соотношением $E >> \hbar/|e|\tau L$, так как при $E \sim \hbar/|e|\tau L$ необходимо учитывать уширение уровней за счет столкновений. Из этих неравенств с учетом (1) следует, что формула (6) применима в довольно широком интервале полей.

Автор приносит глубокую благодарность А.Д.Гладуну, Э.И.Рашбе и А.С.Тагеру за обсуждение работы и полезные советы.

Московский
физико-технический институт

Поступило в редакцию
25 октября 1967 г.

Литература

[1] Б.А.Тавгер, В.Я.Демиховский. ФТТ, 5, 644, 1963.
[2] Б.А.Тавгер, М.Ш.Ерухимов. ЖЭТФ, 51, 528, 1966.
[3] А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Физматгиз, М., 1962.

---

* Мы будем считать (см. [2]), что электроны не переходят с одного пленочного уровня на другой.

** Выполнение второго условия [1] мы потребовали для того, чтобы можно было пренебречь уширением уровней за счет столкновений (см. также замечание в конце статьи).

*** Для равновесных электронов и фононов $f_0 N_0 \sim f_M(N_0 + 1)$, так как $\omega_0 \sim M\omega_c$.