Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.10, стр.655 - 658

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

Ю.Д.Калафати, Д.В.Посвянский

Институт радиотехники и электроники РАН

103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 апреля 1993 г.

После переработки 26 апреля 1993 г.

Исследуются процессы релаксации неравновесных носителей заряда внутри одной минизоны в сверхрешетке в магнитном поле. Показана возможность описания неравновесных носителей с помощью электронной температуры. Найдено условие, когда эта температура отрицательна.

Понятие отрицательной температуры давно используется [1] для описания неравновесных систем, энергетический спектр которых ограничен, дискретен, а уровни спектра эквидистантны. Что касается систем с ограниченным, но непрерывным спектром, то распределение с отрицательной температурой обсуждалось только для системы спинов с диполь-дипольным взаимодействием [2,3]. В настоящей работе мы обсуждаем возможность существования распределения с отрицательной электронной температурой в системе с непрерывным спектром – полупроводниковой сверхрешетке (СР) в магнитном поле. Введение понятия отрицательной электронной температуры возможно, если энергетический спектр электронов ограничен:

$$\epsilon_{min} < \epsilon(k) < \epsilon_{max} \tag{1}$$

и время установления температуры в электронной подсистеме τ_{ee} много меньше времени рассеяния электронов на фононах τ_{ep}:

$$\tau_{ee} \ll \tau_{ep}. \tag{2}$$

Ниже мы покажем, что электроны в полупроводниковых сверхрешетках в квантующем магнитном поле могут удовлетворять условиям (1), (2).

Электронный спектр в СР. Особенностью спектра электронов в СР является наличие узких минизон, отвечающих движению электронов поперек слоев, расположенных с периодом d. Магнитное поле, параллельное оси СР, приводит к квантованию движения в плоскости слоев, и спектр электронов имеет вид

$$\epsilon = \hbar\omega_c(n + 1/2) + (\Delta/2)(1 + \cos k_z d), \tag{3}$$

где Δ – ширина минизоны, $n = 0, 1, 2...$ – целые числа, $\omega_c = eH/m^*c$ (мы пренебрегаем спиновым расщеплением). Волновые функции электронов в магнитном поле $A = (0, Hx, 0)$ запишем в виде

$$\Psi = (1/L)\exp(ik_y y + ik_z z)\varphi(z)\chi(x, k_y), \tag{4}$$

$$\chi(x, k_y) = \frac{1}{(\pi l_m)^{1/4}} \exp\left[-\frac{(x - x_0)^2}{2l_m^2}\right] H_0\left(\frac{x - x_0}{l_m}\right),$$

где H_0 – полиномы Эрмита, $x_0 = -k_y l_m^2$, $\varphi(z) = \varphi(z+d)$, l_m – магнитная длина, L – размер системы.

В случае, если магнитное поле достаточно сильно ($\hbar\omega_c > \Delta$), в спектре между минизонами (характеризующимися различными номерами n) появляются щели $E_g = \hbar\omega_c - \Delta$ [4] и происходит существенное изменение свойств СР. В настоящей работе мы исследуем процессы релаксации неравновесных электронов внутри одной минизоны, считая, что время рекомбинации носителей $\tau_r \gg \tau_{ee}$ и процессы рассеяния электронов не приводят к изменению номера минизоны. Последнее возможно, если максимальная энергия акустических фононов, с которыми взаимодействуют электроны в магнитном поле, $\hbar s/l_m \ll E_g$ [5], а вероятность перехода между минизонами в результате многоэлектронных столкновений мала. Таким образом, спектр электронов в СР удовлетворяет условию (1).

Вычисление электронной температуры. Поскольку емкость каждой зоны зависит от магнитного поля H, то, изменяя поле, мы можем варьировать степень заполнения магнитных минизон в СР [6]. При

$$H = H_s = \pi\hbar cNd/ek, \qquad k = 1, 2, 3...,$$

заполнено целое число минизон (диэлектрическое состояние). Если при $H = H_s$ в верхнюю магнитную минизону (зону проводимости) инжектировать, например оптической накачкой с нейтральных примесей, N_e электронов с суммарной энергией E, то электроны будут релаксировать к распределению с температурой T_e. Температуру T_e можно определить, решая систему уравнений:

$$\begin{aligned} N_e &= \int_0^{\Delta} g(\epsilon) f(\epsilon, \mu, T_e) d\epsilon, \\ E &= \int_0^{\Delta} \epsilon g(\epsilon) f(\epsilon, \mu, T_e) d\epsilon, \end{aligned} \tag{5}$$

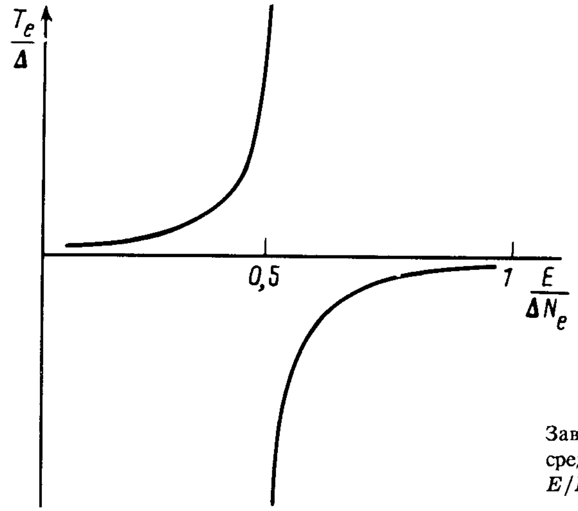
где

$$g(\epsilon) = \frac{1}{2\pi^2 l_m^2 d} \sum_n \left\{ \frac{\Delta^2}{4} - \left[\epsilon - \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta}{2}\right]^2 \right\}^{-1/2}$$

– электронная плотность состояний в магнитном поле, $f(\epsilon, \mu, T_e)$ – функция распределения Ферми–Дирака с электронной температурой T_e и химическим потенциалом μ. Получено, что если энергия (рассчитанная на один электрон) больше $\Delta/2$, то распределение электронов будет характеризоваться отрицательной T_e (электроны будут сосредоточены на потолке магнитной зоны); если энергия будет меньше половины зоны, то T_e будет больше 0, см. рисунок. В дальнейшем для случая $T_e < 0$ значения μ и энергии Ферми ϵ_F будут отсчитываться от потолка магнитной минизоны.

Электрон-электронное взаимодействие. Известно, что в магнитном поле время τ_{ee} определяется взаимодействием электронов в присутствие третьего тела [7]; в настоящей работе учитывалось взаимодействие электронов в поле точечных дефектов с потенциалом $U(r) = U_0 \Sigma\delta(r - r_i)$, где r_i – координата примеси, τ_{ee} можно оценить по формуле

$$\tau_{ee}^{-1} \simeq \alpha^{3/2} \tau_H^{-1}, \tag{6}$$



Зависимость электронной температуры T_e от средней энергии инжектированных электронов E/N_e (отсчитанной от дна минизоны)

где τ_H – время релаксации продольного импульса при рассеянии на примесях, α – газовый параметр, характеризующий отношение средней потенциальной энергии электрона к кинетической:

$$\alpha = N_e^{1/3} e^2/\kappa\Delta, \tag{7}$$

$$\tau_H^{-1} = U_0^2 N_i g(z)/2\pi^2 l_m^2 d\Delta\hbar, \quad g(z) = (z - z^2)^{-1/2}, \quad z = \epsilon_F/\Delta,$$

где N_i – концентрация точечных дефектов, κ – диэлектрическая проницаемость среды. Формула (6) справедлива, если параметр $\alpha < 1$ [7].

Электрон-фононное взаимодействие. В приближении однородности упругих свойств СР при выполнении легко реализующихся на практике условий

$$1 \gg \frac{\epsilon_F}{\Delta} \gg \frac{\hbar s}{l_m \Delta} > \frac{\hbar s}{d\Delta} \gg \frac{|T_e|}{\Delta}, \tag{8}$$

где ϵ_F – отсчитывается от потолка минизоны, получено выражение для обратного времени релаксации электрона на акустическом фононе:

$$1/\tau_{ep} = (1/\tau_0)(\epsilon_F/\Delta)^{1/2}, \tag{9}$$

где $\tau_0^{-1} = \pi^3 C_0^2 (l_m/d)/4\rho s l_m^4 \Delta$ – номинальное время рассеяния на акустических фононах, C_0 – константа деформационного потенциала, s – скорость звука, ρ – плотность кристалла.

При расчетах τ_{ep} не учитывались стимулированные процессы. Это можно делать, если температура кристаллической решетки T_L близка к нулю и характерная длина свободного пробега фонона l_p больше размеров образца L :

$$l_p = s\tau_q > L, \tag{10}$$

где

$$\tau_q^{-1} = \frac{C_0^2 q^2 \hbar}{8\pi^2 \rho \Delta^2 l_m^2 d^2 q_z} \exp\left[-\frac{(q_\perp l_m)^2}{2}\right] g(z). \tag{11}$$

При $q_z \to 0$, $\tau_q \to 0$, максимальное значение τ_q достигает при максимальных значениях $q_z = (4/d)(\epsilon_F/\Delta)^{1/2}$ и $q_\perp \simeq \pi/l_m \gg q_z$. Для типичных параметров СР условие (10) выполняется (ниже будут приведены численные оценки).

Приведем некоторые численные оценки. Для типичных параметров СР $d \simeq 3 \cdot 10^{-6}$ см, $\Delta \simeq 10$ мэВ в магнитных полях $H \simeq 8$ Т величина $l_m \simeq 10^{-6}$ см; оценивая τ_{ee} по формуле (6) при $N_t = 10^{16}\,\text{см}^{-3}$ и $N_e = 5 \cdot 10^{16}\,\text{см}^{-3}$, получаем $\tau_{ee} \simeq 10^{-12}$ с; τ_{ep} для $C_0 \simeq 10$ эВ, $\rho = 5 \cdot 31\,\text{г/см}^{-3}$, $s = 5 \cdot 10^5$ см/с равна 10^{-9} с; $\tau_r \simeq 10^{-7}$ с. Характерный размер системы, оцененный по формуле (10), $L \simeq 2 \cdot 10^{-1}$ см.

Из приведенных оценок видно, что неравенство (2) выполняется, и это означает, что мы можем описывать электроны фермиевской функцией распределения с эффективной температурой T_e.

Время жизни квазиравновесного распределения. Время релаксации квазиравновесного распределения с отрицательной электронной температурой оценивается по формуле [5,8]

$$\tau_\ell = (E_1 - E_2)/Q,$$

где E_1 и E_2 – энергии инжектированных электронов соответственно при температуре T_e и при температуре электронов, равной температуре кристаллической решетки T_L, Q – мощность энергетических потерь неравновесных электронов.

При условии, что $T_e \simeq -0$ и $T_L \simeq 0$, выражение для τ_1 записывается в виде

$$\tau_\ell = \tau_0 l_m \Delta g(z)/\hbar s. \tag{12}$$

Оценка времени жизни квазиравновесного состояния с T_e, близкой к -0, для СР с указанными выше параметрами дает величину $\tau_\ell \simeq 5 \cdot 10^{-7}$ с.

В заключение отметим, что распределение с отрицательной электронной температурой может обладать рядом интересных свойств, таких как абсолютная отрицательная проводимость, усиление звука и электромагнитных волн.
Авторы благодарны М.И.Каганову и В.А.Волкову за полезные обсуждения.

---

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Статистическая физика, М.: Наука (1978).
2. Б.Н.Провоторов, ЖЭТФ **41**, 1582 (1961).
3. В.А.Ацаркин, М.И.Родак, УФН **107**, 3 (1972).
4. P.M.Chaikin, T.Holstein, and M.Ya.Azbel, Phyl. Mag. **48**, 457 (1983).
5. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука (1984).
6. В.Н.Луцкий, М.И.Каганов, А.Я.Шик, ЖЭТФ **92**, 721 (1987).
7. Ш.М.Коган, В.Д.Шадрин, А.Я.Шульман, ЖЭТФ **68**, 1377 (1975).
8. С.Е.Кумеков, В.И.Перель, ЖЭТФ **94**, 346 (1988).