

ФЛУКТУАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.С.Иоселевич

Рассмотрено влияние связанных магнитных поляронов на прыжковую проводимость. Флуктуационные прыжки (без фонона – в результате флуктуации намагниченности, выравнивающей уровни энергии на свободном и занятом донорах) происходят вероятнее фононных (с поглощением фонона при равновесной намагниченности). Энергия активации немонотонно зависит от температуры и магнитного поля и даже может менять знак.

В полумагнитных полупроводниках (ПМП), например, в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ или $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (см. обзоры ^{1, 2}), электрон, связанный на доноре (или дырка – на акцепторе) поляризует спины Mn на расстояниях $\sim a$ (боровского радиуса), образуя связанный магнитный полярон (СМП) (о магнитных поляронах см. ³⁻⁵).

Магнитный вклад в энергию связи электрона обычно относительно мал, но может значительно превышать температуру T . Ниже рассматривается именно такая ситуация.

Отличительными чертами СМП в ПМП являются: 1) возможность пренебречь (при $x \ll 0,1$ и $T \gg 1$ К) прямым взаимодействием между спинами Mn; 2) большое число атомов Mn, эффективно взаимодействующих с электроном ($N a^3 \sim 10^1 \div 10^2$ при $x \sim 0,1$, N – концентрация Mn).

Влияние СМП на прыжковую проводимость магнитного полупроводника изучалось еще в работе ⁵ (см. также ^{6, 7}). Электрон, прыгая с узла, вокруг которого он успел поляризовать спины (и, соответственно, понизить свою энергию на величину E) на другой узел, где спины не поляризованы, должен поглотить фонон с энергией E . При таком механизме магнитный вклад в энергию активации прыжковой проводимости ϵ_3 равен E . Мы покажем, что существует другой механизм, приводящий к значительно меньшей ϵ_3 и исследуем его применительно к ПМП.

Рассмотрим два донора, на одном из которых (i) находится электрон, а на другом (j) – нет. Расстояние $r_{ij} \gg a$. Вблизи каждого донора расположены атомы Mn со спином $\bar{s} = 5/2$. Для краткости будем называть их соответственно i -спинами и j -спинами. Вся система помещена в магнитное поле H (вдоль оси z) и взаимодействует с термостатом (фононами).

Большой параметр $Na^3 \gg 1$ позволяет учитывать только z -компоненты спинов и ввести непрерывные переменные: локальную концентрацию спинов $N(\mathbf{r})$ и локальную проекцию $m(\mathbf{r}) = \langle s^z \rangle / s$. Тогда сдвиг энергии электрона на доноре i в первом порядке по обменному взаимодействию:

$$E_i \{ m_i \} = \epsilon_i - \int d\mathbf{r} N_i(\mathbf{r}) J(\mathbf{r}) m_i(\mathbf{r}), \quad (1)$$

а свободная энергия системы есть $F_i^{(1)} \{ m_i \} + F_j^{(0)} \{ m_j \}$, где $F_i^{(1)} = F_i^{(0)} + E_i$,

$$F_i^{(0)} = \int d\mathbf{r} N_i(\mathbf{r}) \{ -J_H m_i(\mathbf{r}) - TS(m_i(\mathbf{r})) - F_0 \}. \quad (2)$$

Здесь ϵ_i – случайный сдвиг уровня немагнитной природы, $J(\mathbf{r}) = (s/2)J |\psi(\mathbf{r})|^2$, J – константа обменного взаимодействия, ψ – невозмущенная волновая функция электрона, $\frac{J_H}{T} = s\mu_0 g H$, $S(m)$ – локальная энтропия (в расчете на один спин), а F_0 выбрано так, что $\frac{J_H}{T} F_i^{(0)} \equiv 0$. Индекс (1) означает, что данный донор занят, индекс (0) – что пуст. Черта над буквой означает равновесное значение.

Из-за взаимодействия с термостатом спиновая система характеризуется конечным временем продольной релаксации τ_{sl} . Мы будем считать $\tau_{sl} \ll \tau_{hop}$ – времени жизни электрона на доноре. Тогда i -спины успевают прийти к равновесию, отвечающему $\bar{F}_i^{(1)}$, а j -спины – к равновесию, отвечающему $\bar{F}_j^{(0)} (\equiv 0)$. Равновесные значения $\bar{m}_{i,j}(\mathbf{r})$ выражаются через функцию Бриллюэна B_s :

$$\bar{m}_i(\mathbf{r}) = \bar{m}^{(1)} = B_s [(J_H + J(\mathbf{r})) / T], \quad \bar{m}_j(\mathbf{r}) = \bar{m}^{(0)} = B_s (J_H / T) \quad (3)$$

$E_i^{(1)}$, $E_j^{(0)}$ получаются подстановкой (3) в (1), а равновесная свободная энергия

$$\bar{F}_i^{(1)} = \epsilon_i - T \int d\mathbf{r} N_i(\mathbf{r}) \ln \left\{ \frac{\text{sh} \left(\frac{2s+1}{2s} \frac{J_H + J(\mathbf{r})}{T} \right) \text{sh} \left(\frac{1}{2s} \frac{J_H}{T} \right)}{\text{sh} \left(\frac{1}{2s} \frac{J_H + J(\mathbf{r})}{T} \right) \text{sh} \left(\frac{2s+1}{2s} \frac{J_H}{T} \right)} \right\}. \quad (4)$$

Если бы электрон совершал прыжок $i \rightarrow j$ при равновесной конфигурации i - и j -спинов, ему необходимо было бы поглотить (излучить) фотон с энергией $\bar{\Delta}_{ij} = \bar{E}_j^{(0)} - \bar{E}_i^{(1)}$. Если $\bar{\Delta}_{ij} > 0$, то вероятность такого процесса (мы будем называть его фотонным прыжком) $\bar{P}_{ij} \propto \exp(-\bar{\Delta}_{ij}/T)$. Однако $m_i(\mathbf{r})$ и $m_j(\mathbf{r})$ могут флуктуировать и величина $E_i \{ m_i \} - E_j \{ m_j \}$ – уменьшаться. Частота прыжков пропорциональна произведению вероятности флуктуации на вероятность поглощения (излучения) фотона, поэтому с экспоненциальной точностью $P_{ij} \propto \exp(-\Delta_{ij}/T)$, где

$$\Delta_{ij} = \min_{m_i, m_j} \{ F_i^{(1)} \{ m_i \} + F_j^{(0)} \{ m_j \} + \| E_j \{ m_j \} - E_i \{ m_i \} \| \} - \bar{F}_i^{(1)} \quad (5)$$

причем $\|x\| = x$ при $x > 0$ и $\|x\| = 0$ при $x < 0$. Минимизация приводит к следующей физической картине. 1) Если $\bar{E}_i^{(1)} > \bar{E}_j^{(0)}$, то происходит фотонный прыжок (с испусканием фотона, рис. 1, а). Этот процесс безактивационный: $\Delta_{ij} = 0$. 2) Если $\bar{E}_i^{(1)} < \bar{E}_j^{(0)}$, но $\bar{E}_i^{(0)} > E_j^{(1)}$, то процесс идет с флуктуацией и без фотона. Оптимальна флуктуация, отвечающая $E_i \{ m_i \} = E_j \{ m_j \}$; электрон туннелирует резонансно (рис. 1, б). Такие прыжки будем называть флуктуационными. 3) Если $\bar{E}_i^{(0)} < \bar{E}_j^{(1)}$, происходит смешанный флуктуационно-фотонный прыжок (рис. 1, в). В этом случае $\Delta_{ij} = \bar{F}_j^{(1)} - \bar{F}_i^{(1)}$.

Случаи 1) и 3) характерны для ситуации, когда E_i определяется в основном немагнитным вкладом ϵ_i . Мы рассмотрим более интересную обратную ситуацию, когда магнитополярон-

ный сдвиг больше разброса уровней W :

$$|\bar{E}_i^{(1)} - \bar{E}_i^{(0)}| \gg |\bar{E}_i^{(1)} - \bar{E}_j^{(1)}| \sim W. \quad (6)$$

При этом типичными будут флуктуационные прыжки и, в однородном приближении (т. е. считая $N_i(\mathbf{r}) = N_j(\mathbf{r}) = N$, $\epsilon_i = \epsilon_j = 0$ и опуская индексы i, j), из (5) легко получить

$$\Delta = 2\bar{F}^{(1/2)} - \bar{F}^{(1)}, \quad (7)$$

где $\bar{F}^{(1/2)}$ отличается от $\bar{F}^{(1)}$ заменой $J(\mathbf{r}) \rightarrow 1/2 J(\mathbf{r})$.

Пусть внешнее поле отсутствует ($J_H = 0$). Тогда при высокой температуре ($\tilde{J} = J/a^3 \ll T$) из (7) получаем для прыжкового удельного сопротивления ρ необычную температурную зависимость:

$$\rho \propto \exp\left\{\frac{s+1}{12s} C(Na^3)(\tilde{J}/T)^2\right\}, \quad (8)$$

где C зависит от вида ψ . Энергия активации в четыре раза меньше, чем для фононных прыжков: $\Delta = -\bar{F}^{(1)}/2 = -\bar{E}^{(1)}/4 = -\bar{\Delta}/4$. Такое же соотношение справедливо и при сильном решеточном поляронном эффекте (см. ⁶), однако в магнитном случае восприимчивость $\chi \propto T^{-1}$, поэтому температурная зависимость другая, чем в решеточном.

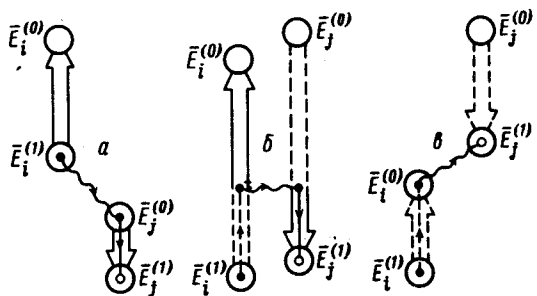


Рис. 1

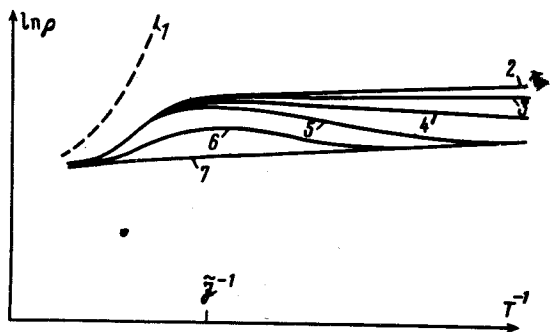


Рис. 2

Рис. 1. Энергетическая схема $i \rightarrow j$ перехода. Штриховая линия – флуктуация, сплошная – релаксация, волнистая – туннелирование электрона с поглощением (излучением) фонона или без него

Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления в прыжковой области: 1 – фононные прыжки ($J_H = 0$); флуктуационные прыжки: 2 – $J_H = 0$, 3, 4, 5, – $J_H \ll \tilde{J}$, 6 – $J_H \sim \tilde{J}$, 7 – $J_H > \tilde{J}$

При низкой температуре ($T \ll \tilde{J}$) $\Delta/T = \ln(2s+1)Na^3$, где $\tilde{a} \gg a$ – размер области, где спины поляризованы. Величина Δ/T практически не зависит от T . Причина этого понятна: при $T \ll \tilde{J}$ все i -спины зажаты сильным обменным полем и не могут флуктуировать. Наоборот, j -спины, на которые поле не действует, флуктуируют легко, поэтому при $T \ll \tilde{J}$ вся флуктуация сосредоточена на j -спинах, а ее вероятность определяется энтропией и не зависит

от T . Для фононных прыжков: $\bar{\Delta}/T = Na^3\tilde{J}/T \gg \frac{\Delta}{T}$. Независимость Δ/T от T справедлива только в однородном приближении. Для получения правильной температурной зависимости ρ при $T \ll \tilde{J}$ необходимо учесть случайную неоднородность $\bar{F}_i^{(1)}$. Полагая, согласно (6), что $|\bar{F}_i^{(1)} - \bar{F}_j^{(1)}| \ll |\bar{F}^{(1)}|$ и проделывая стандартные вычисления (см. ⁸), получим при $T \ll \tilde{J}$:

$$\rho \propto \exp\{\ln(2s+1)Na^3 + \xi W/T\}, \quad (9)$$

где $\xi \sim 1$ зависит от степени компенсации. Величина W состоит из двух вкладов: магнитного (W_m), связанного с флуктуациями числа спинов в борновском радиусе, и немагнитного

($W_0 \sim |\epsilon_i|$), связанного с флуктуациями состава и случайными полями заряженных примесей. При $Na^3 \gg 1$ магнитные флуктуации гауссовы, поэтому $W_m \sim (Na^3 \Gamma^{1/2} |\bar{F}^{(1)}|) \sim (Na^3)^{1/2} \tilde{J}$. Если $W_m \gg W_0$, то $W = W_m$ и ξ можно вычислить явно.

Рассмотрим магнитосопротивление. Ясно, что при $J_H \gg T$ как i -спины, так и j -спины одинаково упорядочены и магнитополяронный эффект подавлен. Тогда $\rho \propto \exp(\xi W/T)$ независимо от соотношения \tilde{J} и T . В случае слабых полей ($J_H \ll T$) есть две возможности: Если $J_H, \tilde{J} \ll T$, то влияние поля мало, зависящая от J_H поправка к Δ/T имеет порядок $Na^3 J_H \tilde{J}^3 / T^4$. Если же $J_H \ll T \ll \tilde{J}$, то энергия активации

$$\epsilon_3 = \xi W - Na^3 J_H$$

заметно уменьшается с ростом поля (рис. 2) и может даже стать отрицательной, если $W/Na^3 < J_H$. При $W_m > W_0$ для этого достаточно $\tilde{J}(Na^3)^{-1/2} < J_H < T < \tilde{J}$. Полученное магнитосопротивление отрицательно; не учтен обычный положительный вклад (см. ⁸), однако последний не зависит от T , т. е. не меняет энергию активации.

Прыжковая проводимость в ПМП наблюдалась в работах ^{7, 9, 10}. Были обнаружены немонокотность $\epsilon_3(T)$ ⁹ и зависящее от T отрицательное магнитосопротивление. Более подробно сравнение с экспериментом и происхождение максимума магнитосопротивления ^{7, 10} в области малых H будут рассмотрены отдельно.

Автор благодарен С.И.Губареву и М.Э.Райху за обсуждение физики ПМП.

Литература

1. Brandt N.B., Moshchalkov V.V. Adv. Phys., 1984, 33, 193.
2. Ляпилин И.И., Цидильковский И.М. УФН, 1985, 146, 35.
3. Кривоглаз М.А. УФН, 1973, 111, 617.
4. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников, М.: Наука, 1979.
5. Kasuya T., Yanase A. Rev. Mod. Phys., 1968, 40, 684.
6. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах, М.: Мир, 1982, §§ 3.5 и 4.8.
7. Dietl T., Antoszewski J., Swierkowski L. Physica B + C, 1983, 117 – 118, 491.
8. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука, 1979, §§ 15, 28 и 24, 25.
9. Mycielski A., Mycielski J. J. Phys. Soc., Japan, Suppl. A, 1980, 49, 807.
10. Anderson J.R., Johnson W.B., Stone D.R., J. Vac. Sci. and Techn. A, 1983, 1, 1761.