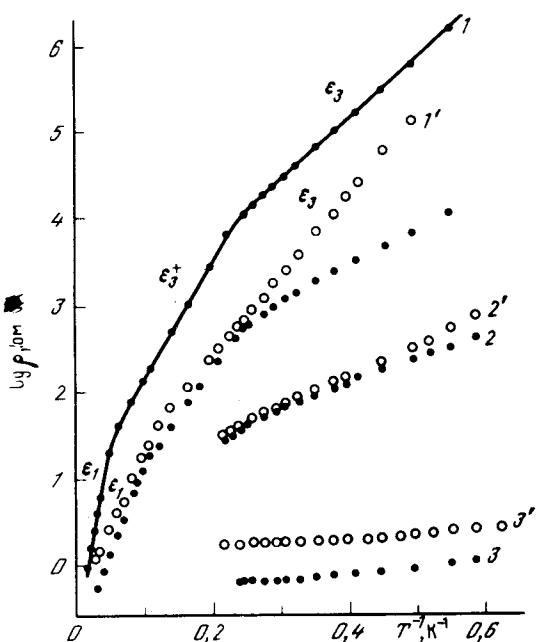


ПРОЯВЛЕНИЕ СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.Е.Беляев, Ю.Г.Семенов, Н.В.Шевченко

Экспериментально, обнаружено, что в определенной области концентраций примесей прыжковая проводимость в полумагнитных полупроводниках (ПМП) обусловлена двумя активационными процессами. Эффект объясняется спиновыми флюктуациями в спектре связанного магнитного полярона на акцепторе и обусловленными ими флюктуациями радиуса состояния.

В данной статье обсуждаются обнаруженные экспериментально на основании результатов температурных ($1,5 - 50$ К) и магнитополевых ($0 - 5$ Т) зависимостей удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_X образцов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($0,09 \leq x \leq 0,16$) особенности прыжковых процессов в ПМП.



Температурная зависимость удельного сопротивления образцов $p\text{-Hg}_{0,88}\text{Mn}_{0,12}\text{Te}$ при различных магнитных полях: \bullet – $(N_A - N_D) = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; сплошная линия – расчет; \circ – $(N_A - N_D) = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; B, T : 1, 1' – 0, 2, 2' – 2, 3, 3' – 5

Изменение состава x от 0,16 до 0,09, также как и увеличение концентрации акцепторов N_A от 10^{16} до 10^{17} см^{-3} уменьшает энергию акцепторных состояний ϵ_1 от 8 до 3 мэВ. По этому параметру все образцы можно разделить на две группы (рисунок):

а) $\epsilon_1 = 5 - 8$ мэВ. Для этой группы в области прыжковой проводимости обнаружена сублинейная зависимость $\lg \rho(T^{-1})$, а именно, с понижением T участок с энергией ϵ_3^+ смещается более слабой зависимостью с ϵ_3 . В магнитном поле B и ϵ_3^+ , и ϵ_3 уменьшаются и при достаточно больших B различие ϵ_3^+ и ϵ_3 исчезает. Участок с ϵ_3^+ не может быть интерпретирован как ϵ_2 -проводимость. Подтверждением этому, на наш взгляд, является тот факт, что на температурной зависимости $R_x(T)$ при $T \approx 8$ К наблюдается перегиб, который сменяется резким поднемом. На большинстве образцов при $T \leq 4,2$ К R_x вообще не удалось измерить;

б) $\epsilon_1 = 3 - 4$ мэВ. Для этой группы во всем исследованном интервале T прыжковая проводимость характеризуется постоянной энергией активации (перегиб явно не выражен).

Двухэкспоненциальная температурная зависимость $\lg \rho(T^{-1})$ в области прыжковой проводимости не наблюдается в полупроводниках с аналогичными зонными параметрами, но не содержащими магнитную компоненту. Подавление данного эффекта в магнитных полях, устраниющих спиновые флуктуации, могло бы указывать на его спин-флуктуационный характер, однако рассмотрение роли спиновых флуктуаций в температурной зависимости прыжковой проводимости в ПМП, проведенное в¹, показало, что при $\epsilon_3 > T$ магнитополярный эффект не влияет на температурную зависимость вероятности активационных процессов, связанных с переносом заряда по мелким донорам в идеальном парамагнитном полупроводнике. Данный результат является достаточно общим и легко может быть распространен на прыжки по акцепторам для реального (с учетом спин-спиновых взаимодействий) ПМП. При этом необходимо учитывать, что средняя скорость прыжков носителей заряда \bar{W}_{ij} много меньше скорости образования магнитного полярона τ_p^{-1} . Действительно, согласно оценкам, проведенным по формулам², $\bar{W}_{ij} \sim 10^6 - 10^7 \text{ c}^{-1}$, в то время как $\tau_p^{-1} \sim 10^9 \text{ c}^{-1}$ ³.

Таким образом, учет только спиновых флуктуаций в спектре энергий не в состоянии объяснить наблюдаемые особенности $\rho(T)$. Вместе с тем, спектр магнитополярных состояний акцептора в кубическом ПМП характеризуется рядом особенностей, из которых выделим следующую. Эффективный угловой момент дырки, локализованной на акцепторе, $S_h = 3/2$ (эффектами кубической анизотропии здесь и в дальнейшем будем пренебрегать), чemu соответствуют два возможных полярных состояния, характеризующихся проекциями $S_{hz} = m_h = 3/2$ и $1/2$ на направление z локальной намагниченности, вызванной обменным взаимодействием дырки и магнитных ионов. Основному состоянию полярона соответствует $m_h = 3/2$, при которой вклад обменного взаимодействия с магнитными ионами в изменение энергии и, следовательно, эффективного радиуса состояния полярона максимален.

Возбужденному состоянию полярона ($m_h = 1/2$) соответствует существенно меньшая обменная энергия и, соответственно, существенно больший радиус состояния. Далее, учтем то обстоятельство, что не зависящий от T фактор в выражении для вероятности прыжка W_{ij} пропорционален² $\exp(-1,73/N_A^{1/3} a)$, т. е. экспоненциально резко зависит от радиуса состояния a водородоподобного мелкого центра. Принимая во внимание приближенный характер выполняемых оценок, волновую функцию полярона на нейтральном акцепторе мы также будем аппроксимировать экспоненциальной функцией с радиусом состояния a_{m_h} , зависящим от состояния спина дырки $|m_h\rangle$. В результате вероятность прыжка, связанная с перекрытием волновых функций возбужденных состояний полярона с $m_h = 1/2$ может существенно превысить вероятность с $m_h = 3/2$. Это различие приведет к тому, что при высокой температуре полярону будет выгодно дождаться флуктуации в возбужденное состояние, после чего совершил прыжок на свободный от дырки акцептор в такое же спиновое состояние. Вероятность такого процесса $\sim \exp(-[\Delta + E]/T)$, где Δ – различие в энергии основного состояния занятого акцептора i и свободного от дырки акцептора j без учета спиновых взаимодействий, E – величина спинового расщепления между состояниями $3/2$ и $1/2$, в то время как при достаточно низких температурах основной вклад в проводимость будут вносить прыжки между основными состояниями акцептора с вероятностью $\sim \exp(-\Delta/T)$.

Ограничивааясь качественной стороной обсуждаемого вопроса, упростим рассмотрение, заменив функцию распределения обменно-связанных дырки и магнитных ионов дискретными уровнями, соответствующими проекциям $m_h = \pm 3/2, \pm 1/2$. Основанием для этого может служить рассчитанный в⁴ спектр комбинационного рассеяния (КР) на акцепторе в ПМП. При этом сравнительно слабым обменным расщеплением состояний $\pm 1/2$ и наиболее возбужденного состояния $-3/2$, активного в антистоксовой компоненте КР также при малом сдвиге энергии, будем пренебрегать, сопоставив указанной совокупности возбужденных состоя-

ний энергетический уровень, отделенный от основного состояния на величину E . Тогда для вероятности прыжков в рассматриваемой модели можно получить

$$\widehat{W}_{ij} = \frac{\alpha + \beta}{1 + \exp(-E/T)} [\alpha \exp(-\Delta/T) + \beta \exp(-(\Delta+E)/T)], \quad (1)$$

где α и β – матричные элементы вероятностей фононноиндуцированных прыжков для основного и возбужденного состояний дырки соответственно. Случай $\alpha = \beta$ в полном согласии с¹ описывается одноэкспоненциальной зависимостью с энергией активации Δ .

Использование (1) позволяет полностью описать $\rho(T)$ в области прыжковой проводимости (рисунок, кривая 1), если $\Delta = 1,5$ мэВ, $E = 1$ мэВ, $\beta/\alpha = 95$. Последнее соотношение выполняется при $N_A = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $E_A^0 = 7$ мэВ, если эффективный радиус основного состояния связанного магнитного полярона $a_{+3/2}$ в 1,5 раза меньше $a_{+1/2} \approx \approx a_A$.

В магнитном поле полярронный эффект ослабевает, что должно приводить к уменьшению различия энергий активации в двух температурных диапазонах. Полярронный эффект также ослабевает с ростом N_A , приводящим к увеличению радиуса состояния акцептора. Оба эффекта качественно согласуются с экспериментальными данными.

Литература

1. Иоселевич А.С. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 148.
2. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
3. Dietl T., Spalek J. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 355.
4. C.Benoit a la Guillaume. Physica, 1987, 146B + C, 1 – 2, 234.