

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПРИ ДИФФУЗИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ ЛОКАЛИЗАЦИИ

М.И.Дьяконов, А.С.Фурман

Рассмотрен новый механизм проводимости в высокоомных материалах – перенос заряда в результате прыжков носителей по диффундирующим нейтральным центрам локализации. Показано, что этот механизм может объяснить аномальные фотоэлектрические явления, наблюдавшиеся в кристаллах рубина.

1. В последнее время было обнаружено и исследовано необычное явление в кристаллах рубина – образование электрических доменов с полем $\sim 10^6$ В/см¹. Оно объясняется² протеканием тока против поля при освещении – абсолютной отрицательной проводимостью. Установлено^{3, 4}, что фототок обусловлен возбуждением нейтральных примесных центров хрома в метастабильное ²E-состояние (темновая проводимость рубина практически отсутствует).

Большая совокупность экспериментальных данных указывает на то, что фотопроводимость рубина связана с прыжками носителей заряда по возбужденным в ²E-состояние центрам^{3, 4}. Такое представление позволяет объяснить, в частности, наблюдавшуюся смену знака тока при сканировании частоты резонансного возбуждения в пределах R-линии (⁴A₂ → ²E): в зависимости от частоты преимущественно возбуждаются нейтральные центры, расположенные справа или слева от носителя заряда (если поле направлено слева направо), что и определяет направление прыжка. Такая пространственная селективность возбуждения связана с различным смещением R-линий этих центров под суммарным действием приложенного поля и кулоновского поля носителя заряда. Теория прыжковой фотопроводимости в рубине, основанная на идеях^{3, 4} разработана в работе⁵.

Вместе с тем предположение о прыжковой проводимости в рубине находится в резком противоречии с экспериментальной зависимостью фототока от концентрации хрома *N*, которая близка к линейной при изменении среднего расстояния между примесями $R = N^{-1/3}$ в интервале 15 ÷ 40 Å⁶. Теория прыжковой проводимости⁷ предсказывает экспоненциальную зависимость $\sim \exp(-1,73R/a)$, где *a* – радиус локализации. При характерном для иона хрома значении $a \approx 1 \text{ \AA}$ экспоненциальный фактор в указанном интервале изменяется на 18 порядков, в то время как экспериментальная величина фототока меняется в 15 раз. Для согласования теории с экспериментом необходимо предположить $a \approx 16 \text{ \AA}$, что представляется совершенно невероятным.

2. В настоящей работе предложен новый, диффузионно-прыжковый механизм переноса заряда и показано, что упомянутое выше противоречие устраняется, если фотопроводимость рубина обусловлена этим механизмом. Предположим, что нейтральные центры, по которым происходят прыжки, способны перемещаться в кристалле благодаря фотостимулированной диффузии. При этом нейтральный центр, может приблизиться к заряженному на достаточно малое расстояние, что приведет к экспоненциальному увеличению вероятности прыжка носителя заряда (предполагается, что диффузия заряженных центров отсутствует).

Как мы покажем, такой механизм приводит не к экспоненциальной, а к линейной концентрационной зависимости фотопроводимости, что и наблюдается. Естественным образом объясняется также отсутствие темновой проводимости. В рамках обычной теории прыжковой проводимости этот факт может быть объяснен только если предположить, что в основном состоянии радиус локализации существенно меньше (примерно в 3 раза), чем в возбужденном. Это маловероятно, поскольку электронные конфигурации хрома в ⁴A₂ и ²E-состояниях одинаковы.

Остальные экспериментальные результаты объясняются в предлагаемой модели по аналогии с представлениями^{3, 4}. Например, знак резонансного фототока определяется тем, что вследствие пространственной селективности возбуждения, в зависимости от частоты преимущественно диффундируют правые либо левые соседи носителя заряда. При этом нейтральный центр приближается к заряженному, в основном, с одной стороны, что и определяет направление прыжков.

Фотостимулированная диффузия в рубине, насколько нам известно, не исследовалась, однако ее существование в других кристаллах твердо установлено. Один из ее механизмов связан с переходом примесных атомов в возбужденное состояние⁸, что мы и предполагаем применительно к хрому в рубине.

Одно из следствий предложенной модели состоит в следующем. Фотостимулированная диффузия хрома должна приводить к выжиганию провалов в контуре неоднородно уширенной R -линии. Действительно, возбужденные узкой линией атомы хрома должны диффундировать до тех пор, пока они не выйдут из резонанса благодаря изменению локального значения случайного поля. После прекращения облучения провалы должны сохраняться. Подобные провалы наблюдались в работе⁴, однако подробно не исследовались.

3. Предлагаемый механизм увеличения прыжковой проводимости за счет диффузии нейтральных центров локализации может реализоваться в диэлектриках и компенсированных полупроводниках, если перенос заряда происходит по глубоким центрам. При этом диффузия может быть как фотостимулированной (что мы предполагаем для рубина), так и тепловой. Конкурирующий зонный механизм проводимости не существен, если энергия активации диффузии меньше энергии ионизации примеси.

Оценим подвижность носителей заряда при диффузионно-прыжковом механизме переноса. Характерная длина прыжка r определяется из условия

$$r^2 / D = \tau_0 \exp(2r/a). \quad (1)$$

Здесь левая часть есть время диффузии нейтрального центра на расстояние r (D — коэффициент диффузии), а правая часть представляет собой время прыжка на расстояние r . Предполагая, что $D \ll a^2 / \tau_0$, из (1) находим $r = (a/2) \ln(a^2 / D\tau_0)$.

Время между прыжками τ совпадает со средним временем, за которое какой-либо нейтральный центр приблизится к заряженному на расстояние r . Поэтому частота прыжков определяется диффузионным потоком на сферу радиуса r :

$$\tau^{-1} = 4\pi DNr, \quad (2)$$

где N — концентрация нейтральных центров. Коэффициент диффузии носителей заряда, очевидно, есть $D^* \sim r^2 / \tau$. Таким образом

$$D^* \sim DN a^3 \ln^3(a^2 / D\tau_0). \quad (3)$$

Условие применимости формулы (3) есть $a < r < R = N^{-1/3}$ (при $r > R$ рассматриваемый механизм менее эффективен, чем обычная прыжковая проводимость).

Если элементарный акт прыжка носителя заряда происходит без оптического возбуждения, то подвижность связана с величиной D^* соотношением Эйнштейна. Отметим, что подвижность оказывается пропорциональной концентрации нейтральных центров. В случае фотостимулированной диффузии она также пропорциональна интенсивности света.

В рубине из-за обсуждавшейся выше пространственной селективности возбуждения коэффициент фотостимулированной диффузии D зависит от локального электрического поля, так что соотношение Эйнштейна не выполняется. Оценим плотность тока j , полагая, что вследствие селективности диффузия нейтральных центров с одной стороны от носителя

заряда заметно больше, чем с другой. Тогда

$$j \sim enr/\tau \sim enNDa^2 \ln^2(a^2/D\tau_0), \quad (4)$$

где e — заряд электрона, n — концентрация заряженных центров ($n \ll N$). Величина n в рубине неизвестна. Взяв $n = 10^{-2}N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, находим, что экспериментальное значение ($j \sim 10^{-9} \text{ А/см}^2$) достигается при $D \sim 10^{-15} \text{ см}^2/\text{с}$.

Мы благодарны С.А.Басуну, В.С.Вихнину, А.А.Каплянскому и С.П.Феофилову за весьма полезные обсуждения.

Литература

1. Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 429; ЖЭТФ, 1984, 87, 2047.
2. Дьяконов М.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 158; Дьяконов М.И., Фурман А.С. ЖЭТФ, 1984, 87, 2063.
3. Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 344.
4. Каплянский А.А., Басун С.А., Феофилов С.П. Труды института физики АН ЭССР, 1986, 59, 185.
5. Новиков В.Н., Стурман Б.И. ЖЭТФ, 1988, 94, 226.
6. Karlyanski A.A., Basun S.A., Feofilov S.P. J. of Luminescence, 1987, 38, 120.
7. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979, 186.
8. Физика соединений A^2B^6 . Под ред А.Н.Георгобиани, М.К.Шейнкмана: М.: Наука, 1986, 130.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 февраля 1989 г.