

РОЛЬ ЭЛЕКТРОННЫХ "ОЗЕР" В ЭФФЕКТЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ МОТТОВСКОЙ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ

А.Н.Ионов, Р.Ренч⁺¹⁾, И.Шлимак^{*2)}

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Freie Universitat Berlin, Institut fur Experimentalphysik
14195 Berlin, Germany

^{*} The Jack and Pearl Resnick Institute of Advanced Technology and Department of Physics
Bar-Ilan University
52900 Ramat-Gan, Israel

Поступила в редакцию 22 ноября 1995 г.

После переработки 22 декабря 1995 г.

На примере легированного и компенсированного германия показано, что возникновение эффекта отрицательного магнитосопротивления в условиях моттовской прыжковой проводимости может быть связано с наличием неоднородного пространственного распределения электронной плотности, причем температура появления эффекта определяется, по-видимому, температурой конденсации электронного газа в электронные "озера". Обнаружен также эффект "мертвой зоны" в слабых магнитных полях, при этом пороговое поле растет с ростом неоднородности электронного распределения.

PACS 73.20.Dx, 72.20.-i

В области моттовской прыжковой проводимости [1], когда длина прыжка электрона между двумя локализованными состояниями непрерывно возрастает с понижением температуры, влияние магнитного поля, согласно современным теоретическим представлениям, двояко. С одной стороны, оно поджимает электронные волновые функции на локализованных состояниях в перпендикулярной к магнитному полю плоскости, что приводит к уменьшению их перекрытия, уменьшению вероятности туннелирования и, следовательно, к росту сопротивления [2]. С другой стороны, в области моттовской прыжковой проводимости возникают интерференционные эффекты, приводящие к увеличению локализации. Магнитное поле разрушает эти эффекты, что приводит к увеличению проводимости [3], то есть к эффекту "отрицательного магнитосопротивления" или ОМС. Поскольку положительное магнитосопротивление, обусловленное сжатием волновых функций, квадратично по магнитному полю, а зависимость ОМС от магнитного поля, как правило, близка к линейной, то в слабых магнитных полях в эксперименте должен наблюдаться эффект ОМС, то есть прыжковое сопротивление вначале уменьшается, а затем, с ростом поля, растет, магнитосопротивление меняет знак и переходит в положительный эффект, квадратичный по магнитному полю.

Из теории [3] следует, что эффект ОМС должен наблюдаться в тех случаях, когда перенос заряда осуществляется с помощью моттовского механизма

¹⁾R.Rentzsch.

²⁾I.Shlimak.

прыжковой проводимости. В то же время, наряду с наблюдением этого эффекта в слабых магнитных полях в одних полупроводниках [4, 5], имеются сообщения и о том, что в других полупроводниковых системах с моттовским характером прыжковой проводимости наблюдается только положительное магнитосопротивление [6, 7]. Это противоречие с теорией является серьезным фактом, заслуживающим отдельного обсуждения.

Недавно появилась новая теоретическая модель эффекта ОМС [8], в которой существенным условием является пространственно-неоднородное распределение электронной плотности, которое возникает, например, при учете крупномасштабного потенциала в компенсированных полупроводниках [1]. Модулирование электронной плотности этим потенциалом приводит к тому, что выраженный электронный газ разбивается на отдельные "озера" с большой электронной плотностью, разделенные изолирующими областями, в которых концентрация электронов мала или даже равна нулю. Электропроводность такой системы осуществляется путем туннелирования электронов между "озерами" и также описывается формулой для моттовской прыжковой проводимости, хотя этот механизм отличается от классического случая, когда электронная плотность распределена равномерно и туннелирование осуществляется с одного локального центра на другой. Для пространственно-неоднородной системы теория [8] также предсказывает эффект ОМС, однако уже за счет увеличения перекрытия волновых функций между электронными "озерами".

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование влияния неоднородного распределения электронной плотности и электронных "озер" на эффект ОМС в области моттовской прыжковой проводимости. Неоднородное распределение достигалось путем изменения степени компенсации в сильно легированных образцах, а также варьированием способов введения примесей в кристалл. В качестве исходного материала был выбран германий, в котором можно использовать как технологию введения больших концентраций донорных и акцепторных примесей непосредственно в расплав [4], где их пространственное распределение сильно коррелировано, так и технологию нейтронного трансмутационного легирования (НТЛ) [9], когда примеси вводятся равномерно по кристаллу благодаря ядерным превращениям изотопов германия.

Эксперименты проводились на трех группах (А, В, С) образцов.

А. Донорная (Р) и акцепторная (Ga) примеси вводились непосредственно в расплав с последующим выращиванием кристалла Ge по методу Чохральского. Общая концентрация примесей составляла 10^{19} см^{-3} с компенсацией K , близкой к 0.8. Образцы характеризовались большой пространственной неоднородностью распределения примесей [10] и, следовательно, сильными флуктуациями в распределении электронной плотности, в результате чего образцы расслаивались на области с n - и p -типами проводимости.

В. Акцепторная (Ga) и часть донорной примеси (As) вводились методом НТЛ в образцы, которые предварительно были легированы As до концентрации $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Варьирование дозы облучения позволило получить образцы как n -, так и p -типа с компенсацией в области $K = 0.6 - 0.9$. Неоднородность примесного распределения, обусловленная исходным химическим легированием, в этой серии образцов убывает по мере роста компоненты нейтронного легирования, в то время как неоднородность распределения электронной плотности растет с ростом степени компенсации, так что, например, образец с $K > 0.95$ также расслаивается на области с n - и p -типами проводимости.

С. Акцепторная (Ga) и донорная (As) примеси вводились методом НТЛ в германий с контролируемым изотопным составом. Таким образом, степень компенсации в этих образцах определялась изотопным составом, а распределение примесей и электронной плотности было равномерным, независимо от степени компенсации.

На всех образцах измерялись температурные зависимости сопротивления в интервале температур ниже 4,2 К, а также зависимости сопротивления от магнитного поля при фиксированных температурах. Основные результаты состоят в следующем. Во всех исследованных образцах температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ описываются моттовским законом прыжковой проводимости

$$\rho = \rho_0 \exp(T_0/T)^p, \quad (1)$$

где показатель p близок или равен $1/2$, что указывает на существование параболической щели в спектре плотности состояний вблизи уровня Ферми [1]. На рис.1 показано поведение магнитосопротивления при $T = 4.2$ К в типичных образцах серий А, В, С. Можно видеть, что ОМС наблюдается только в образцах из групп А и В, в то время как в образцах группы С ОМС не наблюдается, точнее говоря, этот эффект вообще не наблюдается в серии образцов группы С с малой компенсацией $K < 0.1$, в то же время, как в серии образцов с большой компенсацией $K = 55\%$, эффект ОМС начинает наблюдаться только при гораздо более низких температурах $T < 0.8$ К.

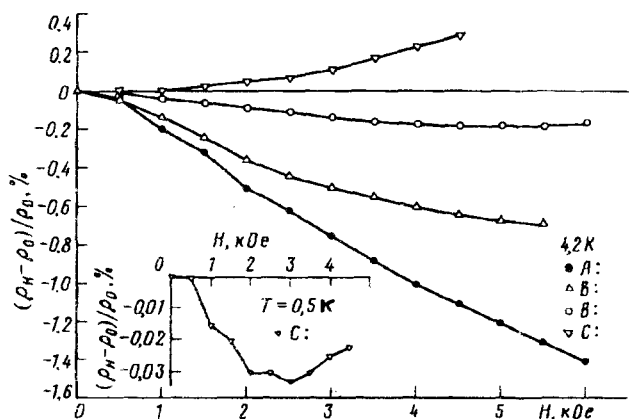


Рис.1. Магнитосопротивление образцов из серий: А - (\bullet) $K = 80\%$, $T_0 = 290$ К; В - (Δ) $K = 85\%$, $T_0 = 231$ К и (\circ) $K = 70\%$, $T_0 = 128$ К; С - (∇) $K = 55\%$, $T_0 = 24$ К

При интерпретации полученных результатов следует отметить, что в образцах первых двух серий концентрация основной (донорной) примеси превышала критическое значение, соответствующее переходу диэлектрик - металл ($3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для Ge:P и $3.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для Ge:As [11]), так что в отсутствие компенсации в этих образцах наблюдалась бы металлическая проводимость. Сильная компенсация срывает металлическую проводимость на постоянном токе, она приводит к появлению крупномасштабного потенциала, так что оставшиеся электроны занимают наиболее глубокие места потенциального рельефа, образуя при $T = 0$ электронные "озера". С повышением температуры происходит "испарение" электронов и "озера" исчезают. Температура "конденсации" электронов тем выше, чем глубже амплитуда Γ потенциального

рельефа, которая возрастает с ростом концентрации примесей N и степени компенсации [1]:

$$\Gamma = (e^2/k)N^{1/3}(1 - K)^{-1/3} \quad (2)$$

Естественно, что неоднородное распределение примесей тоже приводит к увеличению амплитуды крупномасштабного потенциального рельефа. Полученные экспериментальные результаты качественно согласуются с выводом работы [8] о том, что необходимым условием возникновения эффекта ОМС является наличие неоднородного распределения электронной плотности, при этом температура появления эффекта связана, по-видимому, с температурой конденсации электронного газа в электронные "озера". Важность электронных "озер" была подтверждена специальным экспериментом.

Были выбраны три образца (серия D) моноизотопа ^{74}Ge , два из которых были предварительно легированы до уровня, превышающего критическую концентрацию перехода диэлектрик-металл, а третий - нет. Компенсация методом НТЛ вводилась в образцы в основном за счет действия быстрых нейтронов. Таким образом, в условиях сильной компенсации неоднородное распределение электронной плотности создавалось во всех трех случаях, однако конденсации электронов в "озерах", и, следовательно, появления эффекта ОМС, можно было ожидать только в двух образцах. Видно, что эксперимент подтвердил сделанные предположения (рис.2).

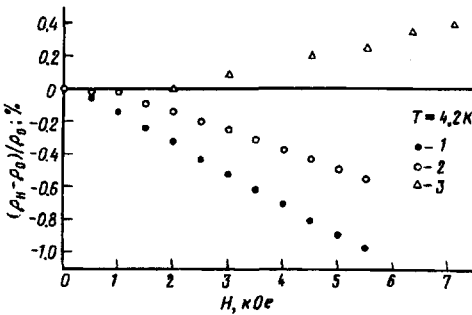


Рис.2. Магнитосопротивление образцов при $T = 4.2\text{K}$ из серии D с компенсацией в интервале 45–60%: 1 - концентрация доноров до компенсации $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, после компенсации $T_0 = 220\text{K}$; 2 - концентрация доноров до компенсации $4.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, после компенсации $T_0 = 126\text{K}$; 3 - концентрация доноров до компенсации меньше $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, после компенсации $T_0 = 36\text{K}$

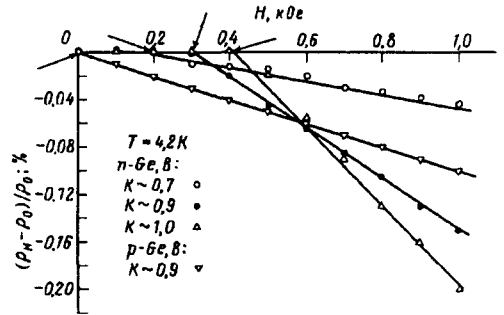


Рис.3. Магнитосопротивление образцов из серии В в слабых магнитных полях с различными K и типом проводимости

Интересно отметить, что при измерении эффекта ОМС в образцах групп А и В наблюдается anomalous поведение в слабых магнитных полях: магнитосопротивление не измеряется вплоть до порогового поля B , величина которого не зависит от температуры и возрастает с компенсацией в интервале полей 0.05–0.4 кЭ (рис.3). В образцах с более однородным распределением примесей (группы С, D, а также группы В, конвертированной с помощью НТЛ в p -тип проводимости) "мертвая зона" не наблюдается. Поскольку с ростом степени

компенсации растет неоднородность пространственного распределения электронной плотности, то с этим фактором естественно связать и эффект "мертвой зоны". Аналогичный эффект был предсказан недавно в [12] для систем с 2-мерной проводимостью при учете спин-орбитального взаимодействия. В нашем случае объемные образцы характеризовались 3-мерной проводимостью, кроме того, в *n*-Ge спин-орбитальное взаимодействие пренебрежимо мало, поэтому, на первый взгляд, нет достаточных оснований связывать наблюдаемый эффект "мертвой зоны" с предсказаниями [12] и вопрос объяснения этого эффекта остается пока открытым.

Авторы благодарят В.Козуба и М.Райха за полезные дискуссии.

Эти исследования были выполнены благодаря финансовой поддержке INTAS, контракт INTAS 93-1555, Международного научного фонда Сороса, grant NUA000, а также Eric and Shula Samson Chair of Semiconductor Technology.

-
1. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
 2. N.Mikoshiba, *Phys. Rev.* **127**, 1961 (1962); Б.И.Шкловский, *ЖЭТФ* **61**, 2033 (1971).
 3. В.Л.Нгуен, Б.З.Спивак, Б.И.Шкловский, *ЖЭТФ* **89**, 1770 (1985).
 4. А.Г.Забродский, А.Н.Ионов, Р.Л.Корчажкина, И.С.Шлимак, *ФТП* **7**, 1914 (1973).
 5. А.Н.Ионов, И.С.Шлимак, А.Л.Эфрос, *ФТТ* **17**, 2763 (1976).
 6. R.Rentzsch, K.J.Friedland, A.N.Ionov et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **137**, 691 (1986).
 7. A.N.Ionov, M.N.Matveev, and I.S.Shlimak, *Solid State Commun.* **47**, 763 (1983); I.Shlimak, M.Kaveh, M.J.Lea et al., *Physica A* **200**, 483 (1993).
 8. M.E.Raikh and L.I.Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 128 (1995).
 9. K.Lark-Horovitz, *"Semiconducting Materials"*, Proc. of Conf. at University of Reading, 1951; J.M.Meese, Editor, *"Neutron Transmutation Doping in Semiconductors"*, Plenum Press, New York, 1979.
 10. А.Г.Забродский, И.С.Шлимак, *ФТП* **9**, 587 (1975).
 11. H.Fritzsche, *Phys. Rev.* **125**, 1552 (1962); A.N.Ionov, M.J.Lea, and R.Rentzsch; *JETP Lett.* **54**, 473 (1991).
 12. T.V.Shahbazyan and M.E.Raikh, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1408 (1994).