

Гистерезис магнитосопротивления нейтронно-легированного Ge в области прыжкового транспорта по состоянию кулоновской щели

© А.Г. Андреев, С.В. Егоров, А.Г. Забродский, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 января 2000 г. Принята к печати 27 января 2000 г.)

Обнаружено и экспериментально исследовано явление гистерезиса магнитосопротивления нейтронно-легированного Ge:Ga в режиме прыжкового транспорта по состояниям кулоновской щели. Гистерезис сопровождается скачкообразным уменьшением сопротивления в магнитном поле величиной около 800 Э после предварительного намагничивания образца в полях, превосходящих 1 кЭ. Относительная величина скачка сопротивления растет с понижением температуры. Этот эффект наблюдается на изоляторной стороне перехода металл-изолятор, который происходит при концентрации Ga $1.85 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Исследованы основные закономерности и предложены возможные объяснения обнаруженного явления.

1. Введение

Нейтронно-легированный (НЛ) Ge:Ga является компенсированным полупроводником *p*-типа, в котором при концентрации основной трансмутационной примеси Ga, равной $1.85 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, происходит переход металл-изолятор (МИ) [1]. На изоляторной стороне перехода МИ при достаточно низких температурах $T \leq 1 \text{ K}$ в нем реализуется режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (variable range hopping, VRH) по состояниям кулоновской щели $g = g_0(E - E_F)^2$ в примесной зоне акцепторных состояний Ga в окрестности энергии Ферми E_F [2,3]. Наблюдаемое в этом режиме в умеренных полях квадратичное положительное магнитосопротивление (МС) обусловлено тем, что внешнее магнитное поле сжимает волновую функцию дырки в перпендикулярной ему плоскости и тем самым уменьшает вероятность перескоков [4]. Изучение полевой и температурной зависимости положительного МС в НЛ Ge:Ga позволило в [3] качественно подтвердить концепцию существования кулоновской щели и извлечь величину радиуса локализации дырки a на примеси. Согласно [1], радиус локализации расходится, а кулоновская щель схлопывается точно в критической точке перехода МИ, определяемой по занулению низкотемпературного предела проводимости $\sigma(0)$ с металлической стороны перехода. Помимо этого, изучение магнитосопротивления НЛ Ge:Ga в области достаточно слабых полей при сверхнизких температурах выявило неизвестное ранее явление его гистерезиса [5]. Изучению этого эффекта и посвящена данная работа.

2. Методика измерений и образцы

Объектом исследования была серия образцов НЛ Ge:Ga (о технологии изготовления образцов нейтронно-легированного германия см. [2]). Степень компенса-

ции (заполнения акцепторной зоны) этого материала, несколько зависящая от спектра облучающих реакторных нейтронов [6], составляла в нашем случае 35%. Диапазон уровней легирования трансмутационной примесью Ga (см. таблицу) определялся полученным флюэнсом реакторных нейтронов и составлял от $4.5 \cdot 10^{16}$ до $2.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. На рис. 1 приведены кривые температурной зависимости сопротивления исследован-

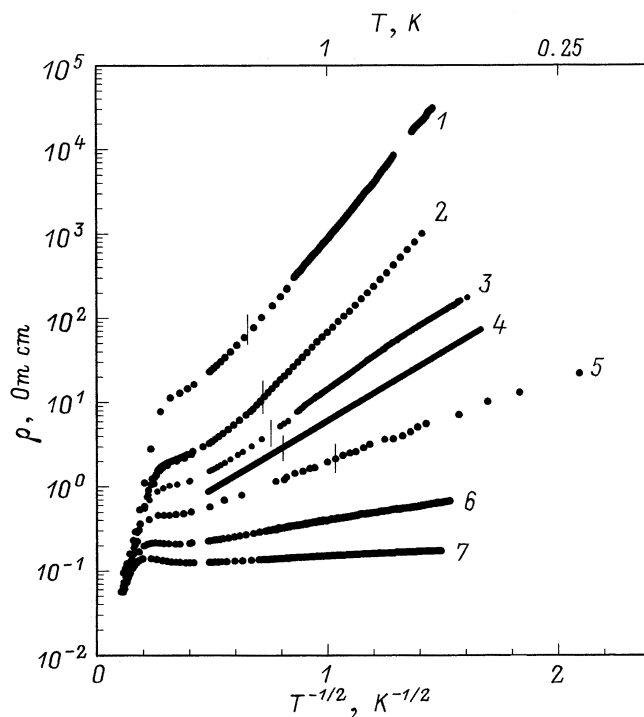


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления образцов НЛ Ge:Ga с вплавленными контактами из In от температуры. $N_{\text{Ga}}, 10^{17} \text{ см}^{-3}$: 1 — 0.45, 2 — 0.71, 3 — 0.91, 4 — 1.05, 5 — 1.3, 6 — 1.8, 7 — 2.3. Вертикальными штрихами показана высокотемпературная граница режима VRH для тех образцов, где он наблюдается.

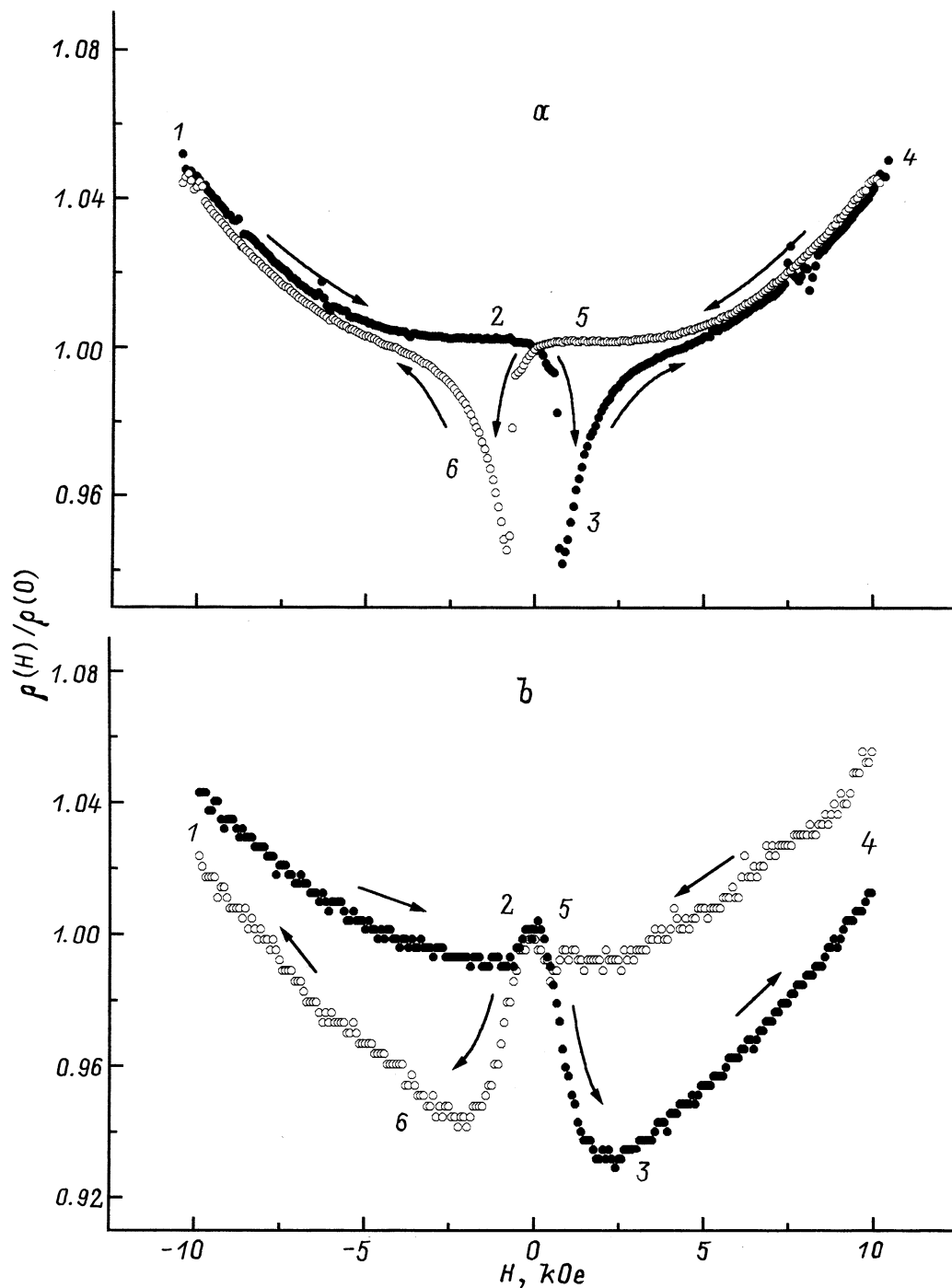


Рис. 2. МС образцов 2 (а) и 3 (б) при $T = 0.45$ К, $\nu = 3.6$ кЭ/мин, стрелками показано направление обхода, черные символы — прямой ход и белые — обратный. Удельное сопротивление в нулевом магнитном поле $\rho(0)$ образцов 2 и 3 при этой температуре равно соответственно 1090 и 114 Ом · см.

ных образцов в характерном для VRH в кулоновской щели температурном масштабе. Из анализа температурной зависимости энергии активации проводимости (см. [7]) следует, что этот режим прыжкового транспорта реализуется при достаточно низких температурах $T \leq 1$ К (граница показана вертикальными штрихами на кривых), когда удельное сопротивление

следует закону

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}, \quad (1)$$

где параметр $T_0 \propto g_0^{-1/3} a$ (его значения приведены в таблице).

№ образца	Концентрация Ga, 10^{17} см^{-3}	kT_0 , мэВ	Величина скачка МС, %	H_C , Э
1	0.45	5.16	4.75	600
2	0.71	2.95	10	740
3	0.91	1.73	6	830
4	1.05	1.19	5	740
5	1.3	0.42	1	750
6	1.8	0.08	—	—
7	2.3	—	—	—

Исследованные образцы были вырезаны в плоскости (111). Измерения проводились в интервале температур 0.4–2.2 К, в основном в поперечной геометрии ($\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$), т.е. $\mathbf{H} \parallel [111]$. Напряженность магнитного поля изменялась в диапазоне от -10 кЭ до $+10 \text{ кЭ}$ при скорости развертки $v = 1.5\text{--}20 \text{ кЭ/мин}$.

3. Гистерезис магнитосопротивления НЛ Ge:Ga

На рис. 2 приведены типичные кривые магнитосопротивления образцов 2¹ и 3 при $T = 0.45 \text{ К}$ и скорости развертки 3.6 кЭ/мин . При $H \geq 5 \text{ кЭ}$ как на прямом (точки 1–2–3–4 на кривой МС), так и на обратном (4–5–6–1) ходах развертки наблюдается отмеченный во введении эффект положительного МС. В меньших полях на прямом и обратном ходах до точек (2, 5) прослеживается слабый эффект отрицательного МС. Кроме того, после изменения ориентации магнитного поля на прямом ходе в интервале (2–3) в поле $H_C = 600 \text{ Э}$ наблюдается неравновесный эффект скачкообразного уменьшения сопротивления на величину, составляющую несколько процентов от сопротивления в нулевом поле с последующей релаксацией к равновесному значению при $H \cong 5 \text{ кЭ}$. Далее, на обратном ходе в интервале (4–5) в том же поле эффект отсутствует, но появляется снова при изменении полярности магнитного поля в интервале (5–6).

Как показали измерения, скачкообразное уменьшение сопротивления происходит только после пребывания в поле, большем 2 кЭ , и последующей смены его знака. Зависимость вида кривой от "магнитной" предыстории дает возможность говорить о гистерезисе магнитосопротивления.

Температурная зависимость абсолютной величины скачка магнитосопротивления $\Delta\rho$ относительно его значения $\rho(0)$ в нулевом поле при фиксированной скорости развертки продемонстрирована на рис. 3. Видно, что скачок сопротивления исчезает примерно при 0.7 К , т.е. вблизи высокотемпературной границы режима VRH. При $T \leq 0.6 \text{ К}$ скачок уже четко фиксируется и при $T = 0.4 \text{ К}$ достигает в образце 2 в отдельных случаях

$\sim 10\%$. Таким образом, гистерезис возникает именно с переходом в режим VRH и далее резко возрастает с понижением температуры.

Описанное явление гистерезиса наблюдалось нами на образцах НЛ Ge:Ga только на изоляторной стороне перехода. На рис. 4 показана зависимость от уровня легирования величины скачка МС и измеренного по максимуму производной $d\rho/dH$ критического магнитного поля H_C . Видно, что вначале с ростом концентрации примеси Ga величина скачка возрастает, достигая максимальной величины ($\sim 10\%$) в области $N_{\text{Ga}} = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что составляет примерно 40% от критической концентрации $N_C = 1.85 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для перехода МИ. При дальнейшем возрастании легирования скачок МС уменьшается и исчезает при $N_{\text{Ga}} = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, совпадающей с N_C . Измеренные значения критического

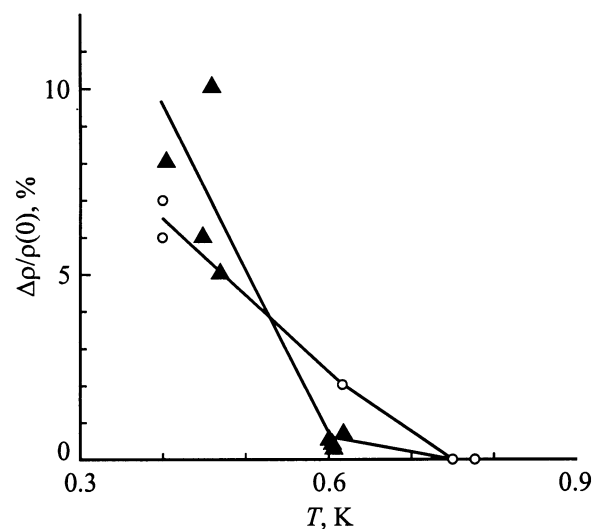


Рис. 3. Зависимость величины скачка МС от температуры для образцов 2 (черные символы) и 3 (белые символы) ($v = 3.6 \text{ кЭ/мин}$).

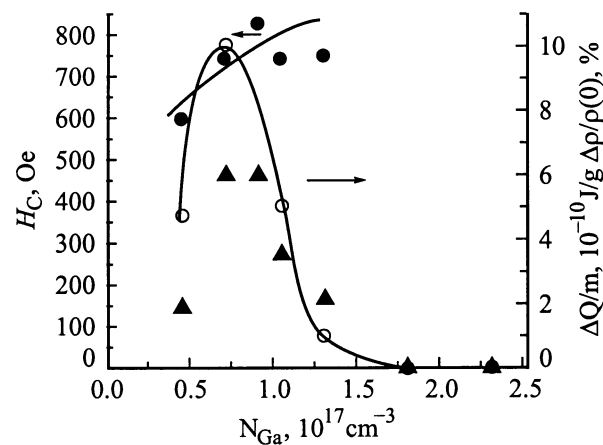


Рис. 4. Относительная величина скачка (белые круги), критическое поле H_C (черные круги) и удельное количество тепла ($\Delta Q/m$), выделенное в образце (черные треугольники).

¹ Образцы с концентрацией, соответствующей номеру 2, были двух типов: с золотыми и индиевыми контактами. Везде, где не оговорено специально, приводятся данные, полученные на образце с золотыми контактами.

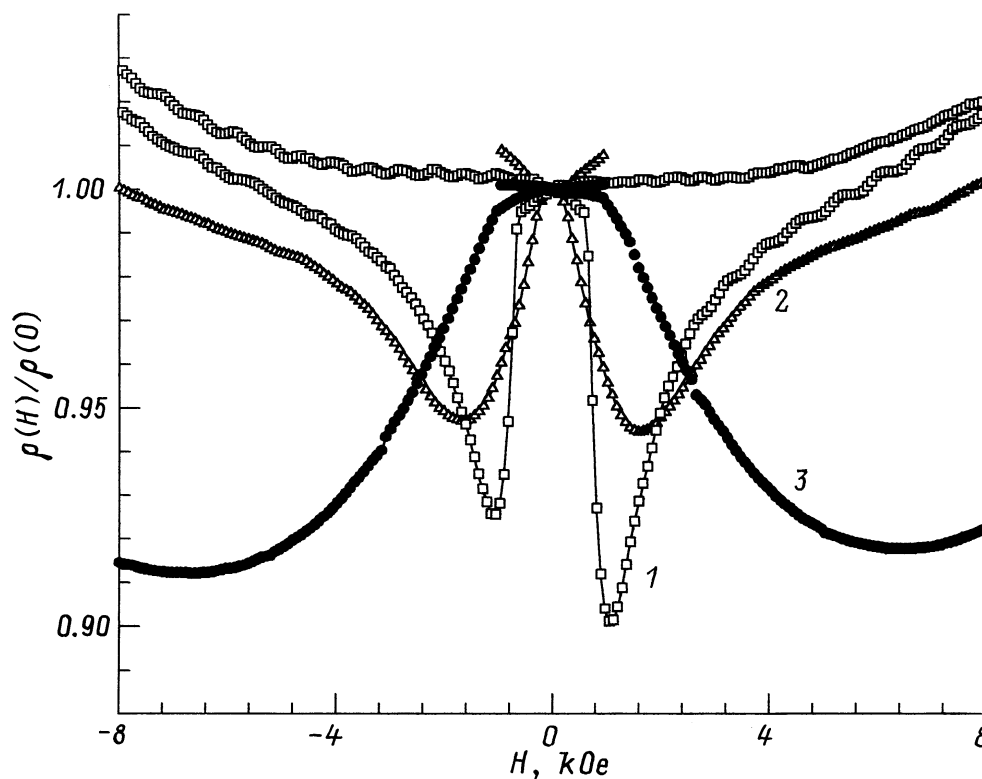


Рис. 5. Влияние скорости развертки магнитного поля ν на кривую гистерезиса образца 2; ν , кЭ/мин: 1 — 3.6 (0.43 К), 2 — 10.8 (0.43 К), 3 — 27 (0.475 К).

поля H_C при $\nu = 3.6$ кЭ/мин и диапазоне изменения поля от -10 кЭ до $+10$ кЭ приведены на рис. 4 и в таблице. Видно, что величина H_C слабо увеличивается с ростом концентрации Ga.

На рис. 5 показаны кривые МС, снятые при разных скоростях развертки поля. Видно, что увеличение скорости приводит к размытию отрицательного скачка магнитосопротивления и следующего за ним минимума кривой МС, а также к затягиванию релаксационного процесса в область сильных полей. На рис. 6 приводятся зависимости величины скачка и величины критического магнитного поля от скорости развертки поля ν . В поведении обеих величин наблюдается минимум при одной и той же скорости развертки ~ 10 кЭ/мин.

Исследования показали, что описанный выше эффект гистерезиса МС с характерным минимумом заметным образом не зависит от величины измерительного тока и ориентации \mathbf{H} (поперечная/продольная) относительно направления тока.

Зондовые и токовые контакты к исследуемым образцам НЛ Ge:Ga изготавливались, как правило, вплавлением In, который при $T \leq 3.4$ К находится в сверхпроводящем состоянии. При температуре 0.4 К сверхпроводимость In разрушается полем $H_C = 290$ Э и потому не может объяснить скачок МС при существенно более высоких полях. Чтобы удостовериться в этом, к одному из образцов были изготовлены также нормальные (Au) кон-

такты. Сравнение поведения магнитосопротивления при переходе от образцов со сверхпроводящими (In) к образцу с несверхпроводящими (Au) контактами (рис. 7) показывает, что картина качественно не изменяется. Это подтверждает сформулированный выше вывод о непричастности разрушения сверхпроводимости In-контактов к объяснению обнаруженного эффекта гистерезиса МС.

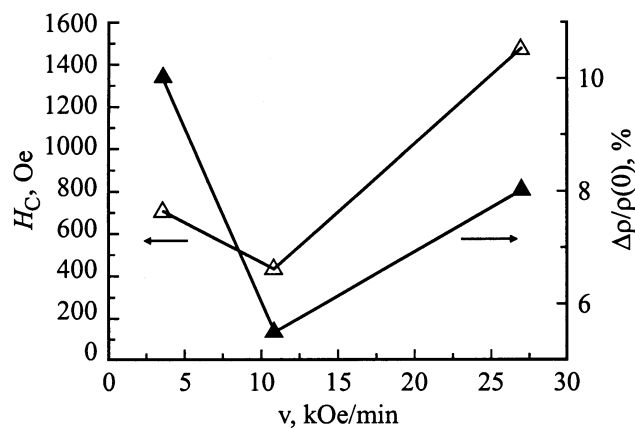


Рис. 6. Влияние скорости развертки магнитного поля на относительную величину скачка сопротивления ($\Delta\rho/\rho(0)$) и критическое поле H_C скачка МС образца 2. (Диапазон изменения H от -10 кЭ до $+10$ кЭ).

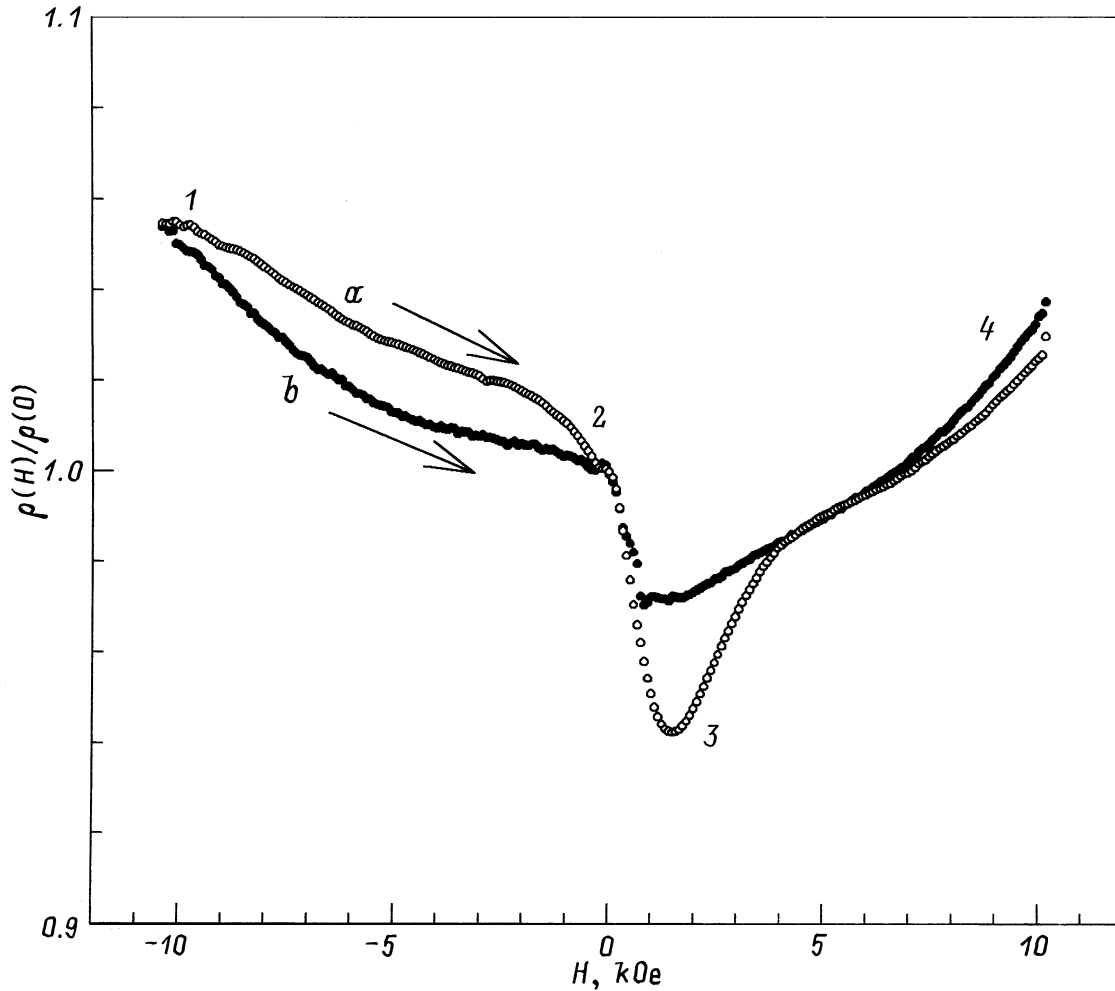


Рис. 7. Магнитосопротивление образцов НЛ Ge:Ga ($N_{\text{Ga}} = 7.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) с Au-контактами (0.45 К, $\rho(0) = 1090 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), приготовленными методом термокомпрессии (а), и вплавленными индиевыми контактами (b) (0.43 К, $\rho(0) = 1640 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), $\nu = 3.6 \text{ кЭ/мин}$; направление изменения магнитного поля указано стрелками и цифрами.

4. Обсуждение

Наблюдаемое скачкообразное уменьшение сопротивления образца НЛ p -Ge при его перемагничивании может быть вызвано выделением тепла в критическом поле H_C ансамблем локализованных магнитоупорядоченных носителей (в нашем случае дырок в примесной зоне). При этом каждой локализованной дырке приписывается магнитный дипольный момент, который взаимодействует с окружающими носителями и внешним магнитным полем. Электросопротивление материала, которое экспоненциально зависит от температуры, скачком уменьшается при H_C и затем медленно релаксирует к равновесным значениям $\rho(H)$. Имея в распоряжении температурные кривые удельного сопротивления образцов, их геометрические размеры и массу, можно рассчитать соответствующее данному изменению температуры количество энергии на единицу массы $\Delta Q/m$, выделяемое

в образце, по формуле

$$\Delta Q/m = c\Delta T, \quad (2)$$

где c — удельная теплоемкость Ge при 0.45 К ($5.47 \cdot 10^{-5} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$), m — масса образца.

Рассчитанная по (2) величина $\Delta Q/m$ приведена на рис. 4 в зависимости от концентрации примеси Ga. Видно, что максимум этой величины примерно совпадает с максимумом регистрируемого скачка сопротивления. Таким образом, физические процессы, обуславливающие выделение энергии и соответственно гистерезис МС, интенсивней идут в области концентраций от $N_C/4$ до $N_C/2$ где скачок сопротивления максимален.

Дополнительно с целью экспериментальной проверки гипотезы о тепловой природе эффекта были проведены измерения магнитосопротивления образца, теплообмен которого с термостатом был уменьшен за счет стеаринового покрытия. Ожидалось, что скорость теплоотвода от образца уменьшится и релаксация к равновесному

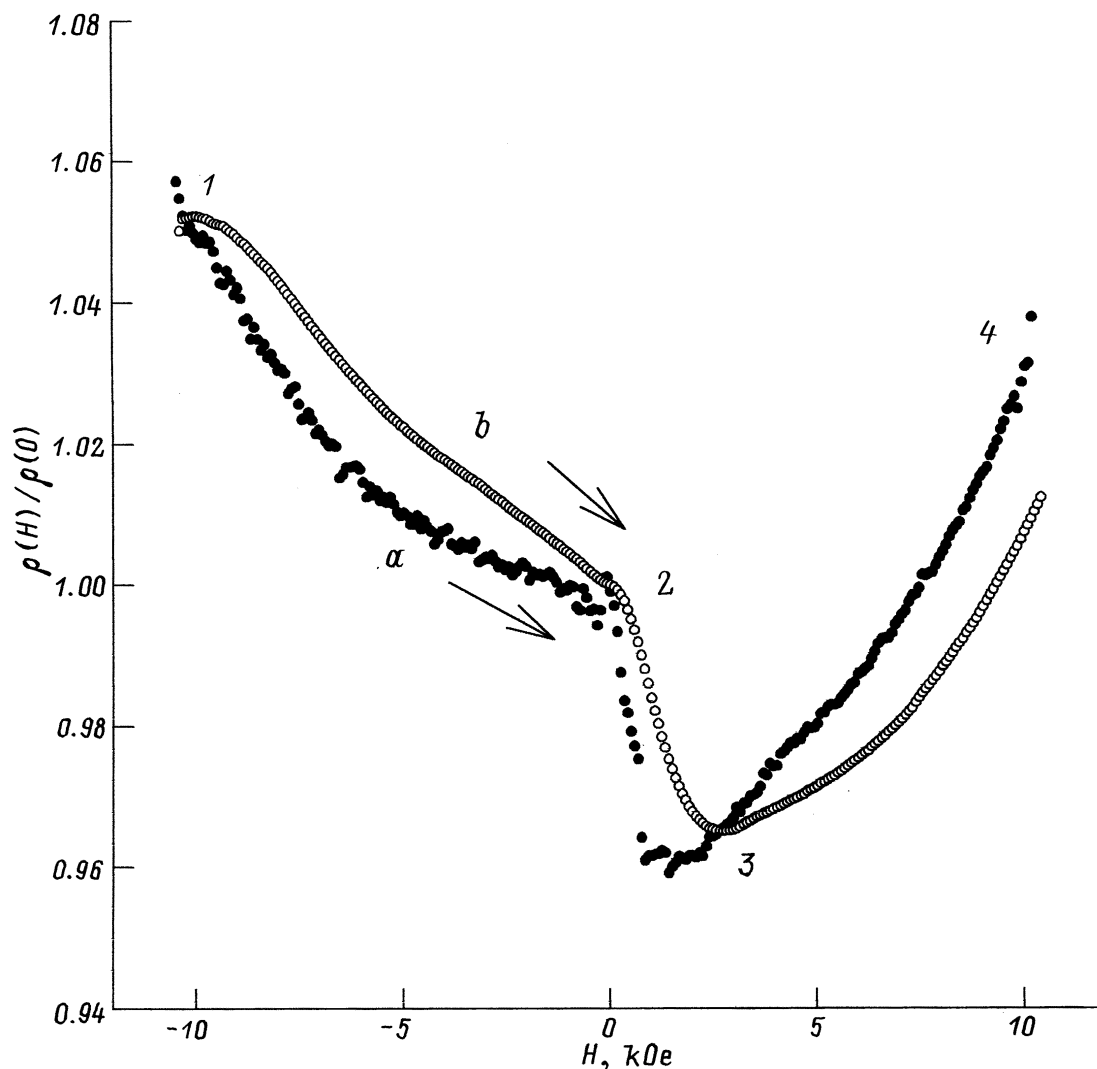


Рис. 8. МС образцов Ge:Ga с концентрацией Ga = $7.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ открытого ($T = 0.43 \text{ К}$, $\rho(0) = 1640 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) (a) и покрытого стеарином ($T = 0.45 \text{ К}$, $\rho(0) = 1167 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) (b), $v = 10.8 \text{ кЭ/мин}$.

состоянию после скачка замедлится из-за появления дополнительной тепловой массы при охлаждении. Из рис. 8 видно, что минимум кривой МС термоизолированного образца действительно оказывается более размытым, и величина скачка МС оказывается меньше.

Отметим, что эффект не наблюдается на свободных дырках (вблизи перехода МИ и в металлическом состоянии (рис. 4)). С другой стороны, он ослабевает в случае перехода к сильно разреженному ансамблю локализованных дырок вдали от перехода МИ. Первое обстоятельство может говорить в пользу того, что для наблюдения эффекта носители должны быть локализованы. Второе же указывает на необходимость достаточной концентрации локализованных магнитных диполей, т.е., возможно, некоторого порогового взаимодействия.

Возникает вопрос о природе вышеупомянутых магнитных моментов и причинах выделения тепла в их ансамбле. Мы предполагаем несколько вероятных схем.

Данные магнитные моменты — это магнитные дипольные моменты дырок на нейтральных донорах. Такая зарядовая конфигурация акцептора A^0 подразумевает существование одной дырки на акцепторе. В намагничивающем поле диполи в этой системе приобретают преобладающую ориентацию и, как следствие, образец в среднем становится намагниченным. Возникшая конфигурация сохраняется при снятии магнитного поля за счет существенного взаимодействия дырок друг с другом. Далее, поле уменьшается до нуля, изменяет знак. Существующая конфигурация теперь уже соответствует инверсной заселенности магнитных уровней и является неравновесной. В конце концов, в критическом поле происходит переход к равновесной конфигурации, сопровождающийся переориентацией диполей и выделением тепла.

Вторая гипотеза не связана с переориентацией ансамбля локализованных носителей. Известно, что в p -Ge

локализованные дырки в состоянии равновесия распределены по двум зарядовым состояниям акцепторов: A^+ , когда на одном акцепторе находятся две дырки, и A^0 — одна дырка. Известно также, что энергия связи состояния A^0 меньше энергии связи состояния A^+ (центры с отрицательной корреляционной энергией). В сильном намагничивающем поле может возникнуть неравновесное перераспределение дырок по зарядовым состояниям акцепторов A^0 и A^+ в пользу последних. Такое избыточное заселение состояний A^+ статистически неравновесно. В этом случае наблюдаемое в эксперименте скачкообразное падение сопротивления может быть объяснено как нагрев при переходе от статистически неравновесного состояния с избытком A^+ -центров к равновесному. Такой переход сопровождается нагревом материала, поскольку избыточная часть A^+ -центров должна перейти в состояние A^0 . Это сопровождается выделением тепла, так как энергия связи A^+ -центра больше энергии связи A^0 -центра.

Еще одним возможным объяснением, которое хотелось бы упомянуть, является ферромагнетизм, возникающий в системе с плотностью состояний, имеющей максимумы с обеих сторон уровня Ферми [8]. В нашем случае такая плотность состояний реализуется в примесной зоне с кулоновской щелью на уровне Ферми.

5. Основные результаты и выводы

Обнаружен гистерезис магнитосопротивления в режиме VRH по состояниям кулоновской щели НЛ Ge:Ga. Он проявляется при перемагничивании образца в скачкообразном уменьшении сопротивления в поле ~ 700 Э с последующей его релаксацией к равновесным значениям.

Величина скачка возрастает с понижением температуры и наблюдается в ограниченной области уровней легирования на изоляторной стороне перехода МИ.

Предложено несколько гипотетических объяснений наблюдаемого явления, они основываются на тепловой природе скачка, подтвержденной экспериментально.

Авторы благодарят Н.С. Аверкиеву за полезное обсуждение результатов.

Работа поддержана проектом Российского фонда фундаментальных исследований № 98-02-17353.

Список литературы

- [1] A.G. Zabrodskii, A.G. Andreev, S.V. Egorov. Phys. St. Sol., **205**, 61 (1998).
- [2] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев, М.В. Алексеенко. ФТП, **26**, 431 (1992).
- [3] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев. Письма ЖЭТФ, **58**, 809 (1993).
- [4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979) с. 218.

- [5] А.Г. Андреев, С.В. Егоров, А.Г. Забродский, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев. Тез. докл. XXXI совещ. по физике низких температур (М., 1998) с. 44.
- [6] А.Г. Забродский, М.В. Алексеенко. ФТП, **28**, 168 (1994).
- [7] А.Г. Забродский, К.Н. Зиновьева. ЖЭТФ, **86**, 727 (1984).
- [8] M. Shimizu. Proc. Phys. Soc., **84**, 397 (1963); **86**, 147 (1965).

Редактор В.В. Чалдышев

Hysteresis of magnetoresistance of the neutron transmutation doped Ge : Ga in the regime of variable range hopping via the Coulomb gap states

A.G. Andreev, S.V. Egorov, A.G. Zabrodskii, R.V. Parfeniev, A.V. Chernyaev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Hysteresis of the hopping magnetoresistance is observed for the neutron transmutation doped Ge:Ga at temperatures below 1 K. It has been detected at the insulator side of the metal–insulator transition taking place at Ga concentration of $1.85 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The effect is accompanied by a rapid drop in resistivity under magnetic field equal to approximately 800 Oe after the premagnetization of the sample in the field larger than 1 kOe. The relative value of the drop grows as temperature decreases. The basic features of the phenomenon were investigated, and the possible explanations were presented.