

О природе гистерезиса низкотемпературного прыжкового магнетосопротивления вблизи перехода металл–изолятор в компенсированном Ge:Ga

© С.В. Егоров[¶], А.Г. Забродский, Р.В. Парфеньев

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

(Получена 30 июня 2003 г. Принята к печати 1 июля 2003 г.)

Ранее авторами был описан эффект гистерезиса прыжкового магнетосопротивления нейтронно-легированного Ge:Ga. Эффект сопровождается скачкообразным падением удельного сопротивления образца при перемагничивании на величину до 10% в зависимости от концентрации основной примеси и наблюдается при температурах не выше 0.7 К. В настоящей работе установлено, что скачки сопротивления происходят в результате кратковременного нагрева образца. Предложена модель, согласно которой тепло выделяется при перемагничивании дырок, локализованных в примесной зоне Ga. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

1. Введение

Ранее в [1] был описан новый эффект гистерезиса прыжкового магнетосопротивления (МС), наблюдавшийся на серии образцов нейтронно-легированного Ge:Ga с компенсацией $K = 0.3$ при температурах ниже 0.7 К, в изоляторном состоянии в режиме прыжков с переменной длиной по состояниям кулоновской щели в акцепторной зоне Ga. Эффект достигает максимума при концентрации Ga $N_{\text{Ga}} \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в то время как переход металл–изолятор (МИ) происходит при концентрации $N_{\text{C}} = 1.85 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [2]. Задачей настоящей работы было разобраться с природой обнаруженного эффекта гистерезиса прыжкового магнетосопротивления.

2. Экспериментальная картина явления

Наблюдаемый эффект гистерезиса прыжкового МС $\rho(H)$ сопровождается характерными скачками при перемагничивании материала и достижении критического поля H_{C} . Поля H_{C} для разных образцов определялись по максимуму производной $d\rho/dH$. Они составляют величину 600–850 Э, слабо меняясь при изменении концентрации примеси. Типичные кривые МС образцов при $H \parallel [111]$ на изоляторной стороне перехода металл–изолятор приведены на рис. 1. Следуя изменению магнитного поля, указанному стрелками, видно, что после смены знака поля в полях $H \approx H_{\text{C}}$ на кривой наблюдается скачкообразное падение сопротивления образца (точки 3, 6) на величину порядка 10% с последующей релаксацией к равновесному значению (участки 3–4, 6–1). Заметим, что величина скачка $\Delta\rho$ возрастает с ростом поля намагничивания.

Как видно из рис. 2, где представлена концентрационная зависимость величины скачка при эффекте гистерезиса, относительный скачок $\Delta\rho/\rho(0)$ максимален

при $N_{\text{Ga}} = 0.45N_{\text{C}}$. На металлической стороне скачок сопротивления не наблюдается.

Явление гистерезиса со скачкообразным уменьшением сопротивления образца в поле H_{C} может быть вызвано его нагревом при перемагничивании. Будучи экспоненциально зависящим от температуры, активационное сопротивление является чувствительным датчиком температуры образца. При перемагничивании образца в поле H_{C} выделяется определенное количество тепла, и сопротивление образца скачком падает. Последующий релаксационный участок $\rho(H)$ соответствует охлаждению образца до температуры термостата.

Тепловая природа скачков сопротивления была подтверждена сравнением кривых МС открытого образца Ge и образца, помещенного в теплоизолирующую стеариновую оболочку. Результаты опыта иллюстрируются на рис. 3. Кривая теплоизолированного образца характеризуется меньшей скоростью как уменьшения ρ , так и релаксации ρ к равновесному значению по сравнению с кривой открытого образца. Объяснение состоит в том, что оболочка из стеарина приводит к увеличению

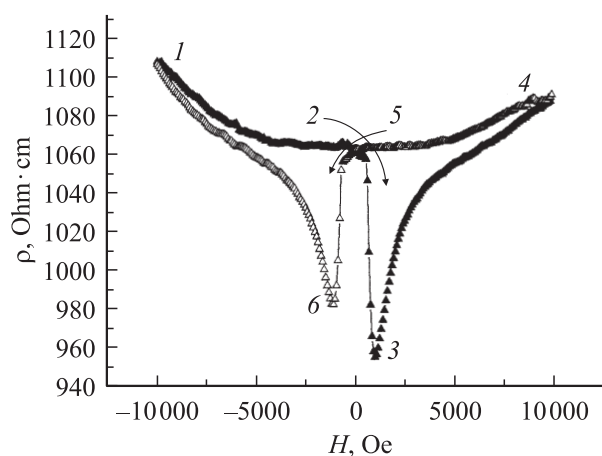


Рис. 1. Картины гистерезиса МС образца 2, $T = 0.45 \text{ К}$, скорость изменения магнитного поля 3.6 кЭ/мин. Направление его изменения показано стрелками.

[¶] E-mail: Sergey.V.Egorov@mail.ioffe.ru

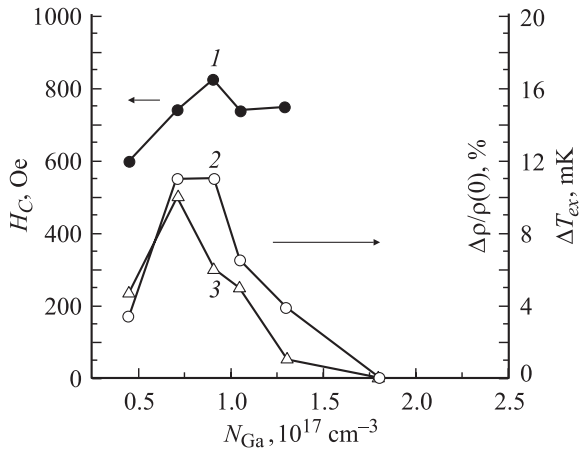


Рис. 2. Параметры, характеризующие гистерезис: 1 — критическое поле H_c , 2 — экспериментально определенное изменение температуры образцов Ge:Ga, 3 — относительный скачок сопротивления.

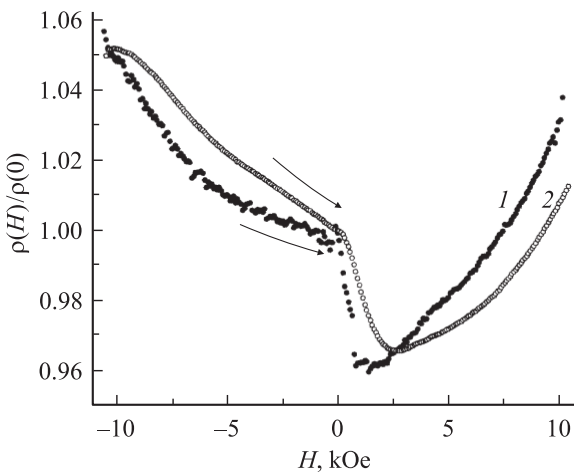


Рис. 3. МС открытого (1) и термоизолированного (2) образца 2. $T = 0.45$ К.

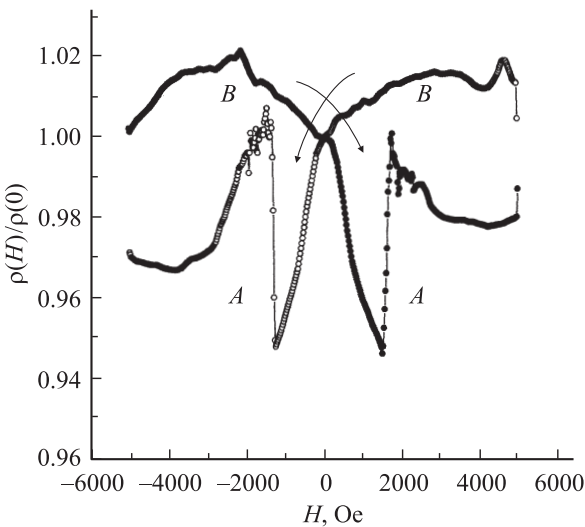


Рис. 4. МС образца 2. $T = 0.5$ К. Направление изменения поля указано стрелками. Скорость изменения 3.6 кЭ/мин. В точке минимума сопротивления А скорость уменьшена в 50 раз, в точке В — снова увеличена до 3.6 кЭ/мин.

теплового сопротивления между образцом и термостатом и, как следствие, к повышению инерционности процессов нагрева и охлаждения, что проявляется в размывании скачка МС. Дополнительно был поставлен еще один эксперимент, в котором скорость развертки магнитного поля в точке А минимума сопротивления была уменьшена в 50 раз (рис. 4). При этом релаксационный участок МС (интервалы 3–4, 6–1 на рис. 1) трансформировался в вертикальную линию АВ, описывающую релаксацию к равновесному значению МС при почти неизменном поле.

3. Экспериментальное определение основных параметров явления

По температурной зависимости сопротивления образцов можно определить изменение температуры ΔT_{ex} , соответствующее уменьшению сопротивления в критическом поле (табл. 1). Зависимость ΔT_{ex} от концентрации Ga приведена на рис. 2 вместе с данными о величине скачка МС. Максимумы обеих зависимостей совпадают. Как будет отмечено далее, для наблюдения эффекта необходимы локализация магнитных моментов и их взаимодействие. Поэтому максимум эффекта достигается на изоляторной стороне вблизи перехода МИ.

Таблица 1.

	$N_{Ga}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$T_{ex}, \text{ К}$	$ \Delta\rho /\rho, \%$	$H_c, \text{ Э}$	$(\Delta T)_{ex}, \text{ мК}$	$\left(\frac{\Delta Q}{m}\right)_{ex}, 10^{-10} \text{ Дж/Г}$
1	4.5	0.45	4.75	600	3.4	1.9
2	7.1	0.46	10	740	11	6.4
3	9.1	0.4	6	830	11	3.9
4	10.5	0.44	5	740	6.5	3.3
5	13.5	0.43	1	750	3.9	1.9
6	17.8	0.43	0	—	—	—

Разности температур ΔT_{ex} соответствует выделение некоторого количества тепла ΔQ внутри образца, которое может быть оценено исходя из уравнения теплового баланса системы образец — термостат. Выделенное в образце количество тепла расходуется на его нагрев и нагрев окружающего хладагента — жидкого ^3He :

$$\Delta Q = \Delta Q_{Ge} + \Delta Q_{^3\text{He}}. \quad (1)$$

Соотношение между слагаемыми справа зависит от скорости теплообмена между образцом и жидким ^3He , которая определяется тепловым сопротивлением Капицы. Поскольку, как видно из рис. 1, нагреву образца соответствует короткий передний фронт скачка сопротивления, а охлаждению затянутый задний фронт, то можно заключить, что теплообмен образца с ^3He идет заметно медленнее нагрева образца. Это позволяет пренебречь вторым слагаемым в (1) и записать для

удельного значения $\Delta Q/m_{Ge}$:

$$\Delta Q/m_{Ge} \approx \Delta Q_{Ge}/m_{Ge} = C_{Ge}(T_{ex})\Delta T_{ex}, \quad (2)$$

где $C_{Ge}(T_{ex})$ — удельная изобарическая теплоемкость Ge при температуре эксперимента, $C_{Ge}(T_{ex}) = C_{Ge}(1\text{ K})T^3$, $C_{Ge}(1\text{ K})$ — удельная изобарическая теплоемкость Ge при $T = 1\text{ K}$, $C_{Ge}(1\text{ K}) = 6 \cdot 10^{-7}$ Дж/гК [3], m_{Ge} — масса образца. Полученные таким образом значения $\Delta Q/m_{Ge}$ приведены в табл. 1.

4. Количественное описание наблюдаемых скачков магнетосопротивления

Как известно [4–6], в режиме прыжков с переменной длиной удельное сопротивление НЛ Ge:Ga подчиняется закону

$$\rho = \rho_0 \exp(T_0/T)^{1/2}, \quad (3)$$

где характерный параметр T_0 имеет вид

$$T_0 = \frac{A}{g_0^{1/3} a}. \quad (4)$$

Здесь a — радиус локализации дырки на примеси Ga, g_0 — множитель в выражении для плотности состояний в параболической кулоновской щели

$$g = g_0(E - E_F)^2, \quad (5)$$

E_F — энергия Ферми. В рамках модели кулоновской щели Эфроса–Шкловского коэффициент $g_0 = \kappa^3/e^6$, где κ — диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона, a постоянная $A = 2.8$. Согласно экспериментальным данным [6], в умеренно компенсированном Ge:Ga имеет место аномально узкая кулоновская щель с коэффициентом g_0 , примерно на 2 порядка большим, чем это следует из одноэлектронной теории Эфроса и Шкловского [4]. Согласно [6], такое аномальное сужение щели обусловлено многоэлектронными корреляциями при перескоках. Известно (см., например, [5]), что МС в режиме прыжков с переменной длиной по состояниям кулоновской щели описывается формулой

$$\ln\left(\frac{\rho(H)}{\rho(0)}\right) = 0.0015 \frac{e^2 a^4 H^2}{c^2 \hbar^2} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2}, \quad (6)$$

где c — скорость света, \hbar — приведенная постоянная Планка.

Экспериментальные данные зависимости $\rho(T)$ позволяют определить параметр T_0 (см. (3)). Далее с помощью формулы (6) из зависимости удельного сопротивления от магнитного поля можно определить радиус локализации дырки на примеси a . После чего из уравнения (4) можно найти параметр g_0 , определяющий плотность локализованных состояний в параболической кулоновской щели. Полученные таким образом данные,

Таблица 2.

	$N_{Ga}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$T_0, \text{ K}$	$a, \text{ \AA}$	$g_0, 10^{26} \text{ эВ}^{-3} \cdot \text{ см}^{-3}$
1	4.49	62	77.2	3.13
2	7.14	34.2	123	4.61
3	9.07	20.07	160.2	10.3
4	10.5	13.8	183.5	21.1
5	13.5	5.1	274	126
6	17.8	0.93	611.4	1870

приведенные в табл. 2, иллюстрируют эффект схлопывания кулоновской щели по мере приближения к переходу изолятор–металл из-за расходимости диэлектрической проницаемости.

Покажем, что источником выделяемого в образце тепла действительно является перемагничивание системы взаимодействующих локализованных магнитных моментов дырок. Магнитное взаимодействие между локализованными дырками позволяет объяснить устойчивость конфигурации магнитных диполей при изменении знака магнитного поля вплоть до его критического значения H_C . В поле H_C система диполей переориентируется. При этом выделяется тепло, которое приводит к уменьшению сопротивления образца.

С целью количественного анализа указанной картины рассмотрим расщепление основного состояния мелкого акцептора Ga в магнитном поле. Согласно [7], в кристаллах с тетраэдрической симметрией в магнитном поле состояние мелкого акцептора расщепляется на четыре с квантовыми числами $-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$. Там же указано, что в полях до 10 кЭ можно пренебречь квадратичным по H членом в гамильтониане (диамагнитным сдвигом), и уровни энергии состояний акцептора в магнитном поле, направленном вдоль оси [111], принимают вид

$$E_{\pm\frac{3}{2}} = \pm \frac{1}{2} \left[\frac{9}{4} \left(2g_1 + \frac{23}{6} g_2 \right)^2 + 2g_2^2 \right]^{\frac{1}{2}} \mu_0 H, \quad (7)$$

$$E_{\pm\frac{1}{2}} = \pm \frac{1}{2} \left(g_1 + \frac{13}{4} g_2 \right) \mu_0 H, \quad (8)$$

где μ_0 — магнетон Бора, а компоненты g -фактора ($g_1 = -1.15$ и $g_2 = 0.45$) происходят из вырождения валентной зоны. В максимальных полях (~ 10 кЭ) энергетический интервал между состояниями с квантовыми числами $3/2$ и $-3/2$ достигает 0.062 мэВ, согласно формуле (7), что примерно вдвое превышает kT при температуре эксперимента 0.4 К. Это приводит к неравномерной заселенности квантовых состояний с разным магнитным моментом и появлению намагниченности ансамбля локализованных дырок

$$M = \mu_0 \sum_m m N_m, \quad (9)$$

где m — магнитное квантовое число, а N_m — заселенность соответствующего состояния. Будем в дальнейшем

Таблица 3.

$N_{\text{Ga}}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	4.5	7.1	9.1	10.5	13.5
$g_0, 10^{26} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3}$	3.13	4.61	10.3	21.1	126
$w, \text{ мЭВ}$	2.14	2.5	2.71	2.84	3.09
$\Delta, \text{ мЭВ}$	0.52	0.50	0.36	0.26	0.12
$\frac{g_0 \Delta^3}{12}, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	3.62	4.74	4.03	3.26	1.71
$T_{\text{ex}}, \text{ К}$	0.45	0.46	0.4	0.44	0.43
$N_{+3/2}, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	1.70	2.21	2.03	1.53	0.805
$N_{+1/2}, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	0.966	1.27	1.06	0.87	0.456
$N_{-1/2}, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	0.606	0.803	0.6172	0.546	0.286
$N_{-3/2}, 10^{15} \text{ см}^{-3}$	0.344	0.461	0.321	0.310	0.162
$M(10 \text{ кЭ}), 10^7 \text{ эВ}/(\text{Гс см}^3)$	1.285	1.650	1.61	1.180	0.631
$H_C, \text{ Э}$	600	740	830	740	750
$C(T_{\text{ex}}), 10^{-8} \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$	5.47	5.84	3.84	5.11	4.77
$(\frac{\Delta Q}{m})_{\text{calc}}, 10^{-10} \text{ Дж}/\text{г}$	4.64	7.35	8.07	5.26	2.85
$(\Delta T)_{\text{calc}}, \text{ мК}$	8.5	12.6	21	10.3	6.0

предполагать бoльцмановское распределение носителей по состояниям:

$$N_m = N_0 \exp(-\Delta E/kT), \quad (10)$$

где N_0 — заселенность основного состояния, ΔE — энергетический зазор между состоянием с квантовым числом m и основным с $m = 3/2$.

Для расчета заселенностей магнитных уровней надо найти условие нормировки. Заметим, что вблизи перехода металл–изолятор в примесной зоне не все состояния локализованы. С уверенностью можем считать таковыми только состояния в области кулоновской щели, именно они вносят вклад в сумму (9). Таким образом, интересующее нас условие нормировки имеет вид

$$\sum_m N_m = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g_0 (E - E_F)^2 dE = g_0 \frac{\Delta^3}{12}, \quad (11)$$

где E_{\min} и E_{\max} определяются из условий $E_{\max} = E_F + \Delta/2$, $E_{\min} = E_F - \Delta/2$, а Δ — ширина кулоновской щели.

Параметр Δ можно определить, приравняв плотность состояний на границах кулоновской щели к средней плотности состояний в примесной зоне $g_0 \Delta^2/4 = N_{\text{Ga}}/w$, где $w = e^2 N_D^{1/3}/\epsilon$ — ширина примесной зоны без учета кулоновской щели, ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость Ge, равная 16 [3]. Данные расчета заселенностей по формулам (10) и (11) при температуре эксперимента T_{ex} приводятся в табл. 3.

Вычисление количества тепла, выделяющегося в образце, будем производить в предположении, что намаг-

ниченность, созданная в исходном поле 10 кЭ , приблизительно сохраняется при уменьшении величины поля и последующем перемагничивании вплоть до критического поля H_C , при котором она меняет знак на противоположный. При этом изменение намагниченности есть $2M$, а соответствующее удельное количество энергии, выделяемое в образце, $\Delta Q_{\text{calc}}/m_{\text{Ge}}$:

$$\Delta Q_{\text{calc}}/m_{\text{Ge}} = 2 \frac{V}{m} M H_C = 2 \frac{M H_C}{d}, \quad (12)$$

где V и m_{Ge} — объем и масса образца, $d = 5.23 \text{ г}/\text{см}^3$ — плотность Ge, и соответствующий скачок температуры равен

$$\Delta T_{\text{calc}} = \frac{\Delta Q_{\text{calc}}}{m_{\text{Ge}} C(T_{\text{ex}})} = \frac{2M H_C}{d C(T_{\text{ex}})}. \quad (13)$$

Вычисленные таким образом величины $\Delta Q_{\text{calc}}/m_{\text{Ge}}$ и ΔT_{calc} , приводятся в табл. 3.

Сравнение полученных таким образом расчетных значений величины ΔT_{calc} и соответствующих экспериментальных значений ΔT_{ex} приводится на рис. 5. Как видно, они неплохо совпадают. В частности, приведенный расчет описывает наблюдаемый максимум эффекта в области концентраций $N = 0.4\text{--}0.5 N_C$. Таким образом, показано, что перемагничивание ансамбля локализованных дырок в примесной зоне действительно может быть причиной экспериментально наблюдаемых скачков MS, сопровождающих явление гистерезиса в умеренно компенсированном Ge:Ga, намагниченном в поле $H \gg H_C$.

Остается невыясненным, почему сориентированные магнитным полем носители сохраняют свою ориентацию при изменении магнитного поля до нуля и последующем перемагничивании до поля H_C . Мы полагаем, что в дырочном ансамбле вблизи перехода МИ вследствие обменного взаимодействия возникает ферромагнитное выстраивание спинов. В этом состоит принципиальное отличие дырочного материала с сильным спин-орбитальным взаимодействием от электронного, где, по данным ЭПР [8], вблизи перехода МИ наблюдается локальное антиферромагнитное упорядочение.

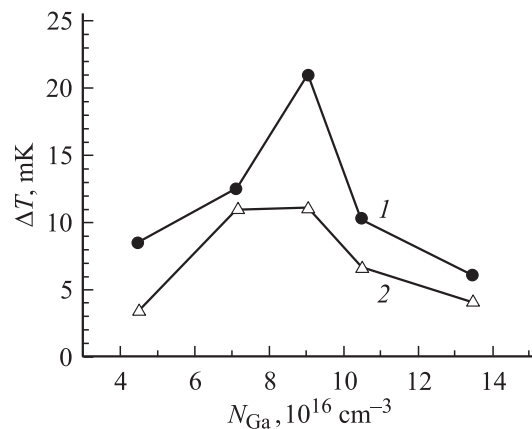


Рис. 5. Изменение температуры образцов ΔT , соответствующее скачку MS: 1 — ΔT_{calc} , 2 — ΔT_{ex} .

Авторы выражают благодарность Н.С. Аверкиеву за полезное обсуждение результатов и А.В. Черняеву за помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 00-15-96750 и № 01-02-17813.

Список литературы

- [1] А.Г. Андреев, С.В. Егоров, А.Г. Забродский, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев. ФТП, **34**, 796 (2000).
- [2] A.G. Zabrodskii, A.G. Andreev, S.V. Egorov. Phys. St. Sol. (b), **205**, 61 (1998).
- [3] *Физические величины* / Справочник, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991).
- [4] А.Л. Эфрос, Б.И. Шкловский. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [5] A.L. Efros, B.I. Shklovskii. *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (Berlin-Heidelberg-N. Y.-Tokyo, 1984).
- [6] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев. ФТП, **58**, 809 (1993).
- [7] Н.С. Аверкиев, В.М. Аснин, Ю.Н. Ломасов, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев, Н.А. Рудь. ФТТ, **23**, 3117 (1981).
- [8] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Е.Н. Мохов. ФТП, **46**, 874 (2003).

Редактор Л.В. Беляков

On the nature of low temperature hysteresis of the hopping magnetoresistance of compensated Ge:Ga near the metal-insulator transition

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

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

Abstract In earlier works the authors described the hysteresis of the hopping magnetoresistance in neutron transmutation doped Ge:Ga. It was accompanied with a steplike drop of resistivity during the remagnetization of the sample. The drop of resistivity achieves 10% of that in zero field, depending on Ga concentration. It was peculiar to temperatures lower than 0.7 K. The present paper shows that the drops of resistivity stems from a short heating of a sample. The model was suggested, according to which the source of heat is a system of localized holes in the impurity zone.