

© 1992

СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЪЕМНОГО И КОНТАКТНОГО ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ В CdCr_2Se_4 В УСЛОВИЯХ СТОХАСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТОКА

Н. А. Дрокин, Ш. М. Ганиев

В магнитных полупроводниках CdCr_2Se_4 , легированных примесями донорного типа, исследуется эффект электрической неустойчивости тока, сопровождающийся появлением хаотических токовых осцилляций в сильных электрических полях. На основании потенциометрических измерений статического и временного распределения электрического поля по образцу установлено, что токовые осцилляции появляются вследствие изменения электрического сопротивления в области контакта полупроводника с металлом. Из анализа поведения объемного и контактного электросопротивления в зависимости от величины электрического поля установлено, что процесс электропереноса в CdCr_2Se_4 осуществляется зонным и прыжковым механизмами. Обнаруженная немонотонная зависимость контактного электросопротивления в сильных электрических полях связывается с неравновесным перераспределением электронов между зонными и примесными состояниями. Это может служить причиной возникновения электрической неустойчивости тока.

Недавно в ряде полупроводников в сильных электрических полях обнаружено сложное хаотическое поведение тока. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что существует несколько физических причин, приводящих к хаотическим процессам токовой неустойчивости. В таких полупроводниках, как n , p -Ge^[1-3], n -Si^[4], n -InSb^[5], n -GaAs и GaAs : Gr^[6-8], явление электрической неустойчивости и хаос возникают из-за нелинейной зависимости от электрического поля генерационно-рекомбинационных процессов перераспределения носителей между зонными и примесными состояниями^[9]. В образцах Ge в условиях инжекции электрон-дырочной плазмы хаос возникает в результате нелинейного взаимодействия электрон-дырочных волн^[10]. В полупроводниках CdS и Si : Mn хаотический режим низкочастотных осцилляций тока и температур является следствием температурно-электрической неустойчивости^[11, 12].

В работе^[13] сообщалось о наблюдении хаотических осцилляций тока в легированных монокристаллах CdCr_2Se_4 , которые относятся к классу магнитных полупроводников. Осцилляции тока возбуждались в парамагнитном состоянии в интервале температур $150 < T < 250$ К. Характерный диапазон частот возникающих колебаний тока $\sim 10 \div 100$ кГц типичен для неустойчивости рекомбинационного типа, однако причины, приводящие к электрической неустойчивости тока и хаосу в этих соединениях, не ясны. Это связано с недостаточным знанием природы примесных состояний, которые влияют на условия возбуждения, а также свойств электрических контактов, вблизи которых могут развиваться поверхностно-барьерные неустойчивости.

Данная работа посвящена исследованию влияния примесей донорного типа (In, Ga, Al, Dy) на вид вольт-амперных характеристик (ВАХ), статическому и динамическому поведению объемных и контактных участков электросопротивления в монокристаллических образцах CdCr_2Se_4 . С этой целью с помощью зондовых потенциометрических методов определялось пространственное и вре-

меннее распределение электрического поля по образцу при возбуждении токовых осцилляций.

1. Эксперимент

Монокристаллы CdCr_2Se_4 синтезировались из раствора в расплаве CdCl_2 , при этом в состав исходной шихты вводились перечисленные выше легирующие примеси в количестве 1 вес.%. Размеры полученных кристаллов составляли 1—3 мм. Для экспериментов выбирались хорошо ограненные образцы (октаэдры) и для исключения роли поверхности раскальвались по плоскости (110). Естественные поверхности скола имели небольшие неровности и обладали зеркальным блеском.

Как показали предварительные эксперименты, все полученные образцы были высокоомными $R_0 = 10^8$ Ом, что связывалось с компенсацией донорных примесей акцепторными состояниями, возникающими при синтезе из-за дефектов нестехиометрии по Cd. С целью перекомпенсации к проводимости n -типа проводился отжиг образцов при $T = 350^\circ\text{C}$ в течение 6—8 ч в атмосфере паров Cd. Электросопротивление после отжига уменьшалось до величины 10^4 — 10^5 Ом, и по данным ТЭДС проводимость оказывалась n -типа.

После термоотжига на поверхность скола с помощью электроискровой микросварки вваривались два тонких серебряных провода (токовые контакты). Между ними устанавливались два потенциальных зонда, изготовленных из электролитически заточенного вольфрама. Расстояния как между зондами, так и между зондами и контактами ~ 0.2 мм. Токовые контакты подключались к источнику питания последовательно с нагрузочным калиброванным сопротивлением R_n . По падению напряжения на R_n вычислялась величина тока и строились ВАХ. По падению напряжения между потенциальными зондами вычислялась величина электросопротивления образца R_0 , а по падению напряжения между токовым контактом и ближайшим потенциальным зондом вычислялось сопротивление приконтактных областей R_c . Измерения проводились в диапазоне температур $150 < T \ll 300$ К.

Исследования ВАХ показали, что для образцов $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$ как прямые, так и обратные ветви имеют в основном линейную зависимость от поля. На рис. 1 приведена только положительная ветвь ВАХ, измеренная при $T = 250, 220, 200$ и 170 К (кривые 1—4). При достижении некоторых значений критических полей, указанных на рис. 1 буквами А, В, С, на обеих ветвях ВАХ наблюдается возникновение узких N-образных участков, на отрицательном склоне которых происходит развитие самопроизвольных автоколебаний тока. На вставке рис. 1 этот участок показан штриховыми линиями. Три

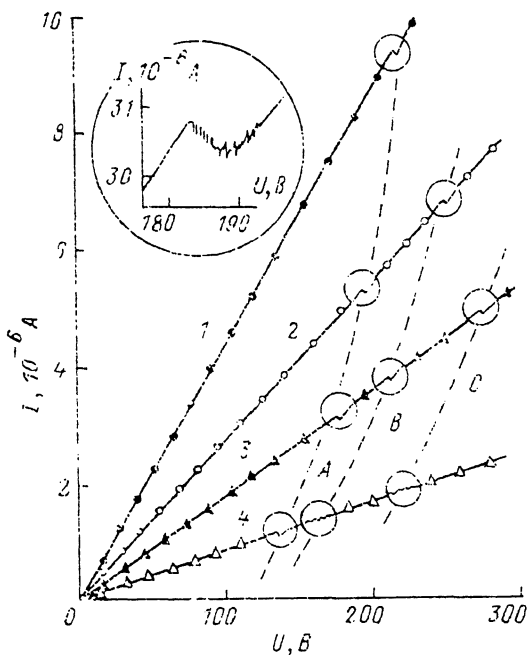
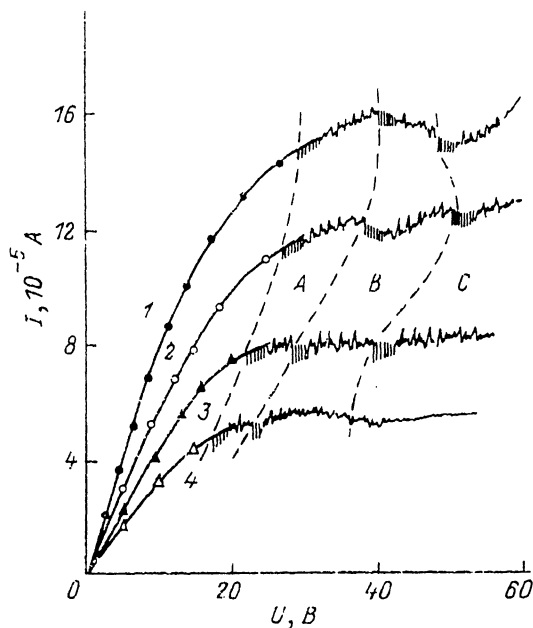


Рис. 1. ВАХ для образцов $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$ при $T = 250$ (1), 220 (2), 200 (3) и 170 К (4).

Рис. 2. ВАХ для образцов $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{In}$ при $T = 250$ (1), 220 (2), 200 (3) и 170 К (4).



N-образных области наиболее хорошо различимы при $T = 200$ К.

На образцах CdCr_2Se_4 , легированных In, Al, Dy, типичный вид ВАХ показан на рис. 2. Токосые осцилляции развиваются на нелинейном участке, и можно выделить три области возникновения осцилляций, которые в отличие от легированных Ga образцов CdCr_2Se_4 являются не изолированными, а перекрываются. Развитие автоколебательного процесса в обоих случаях происходит так, как показано на рис. 3. При достижении первого критического поля вначале возникает периодическая или квазипериодическая последовательность импульсов, обусловленная резким уменьшением тока (рис. 3,а). Фазовые траектории, показанные на этом рисунке в координатах $j(t)$ и $dj(t)/dt$, представляют собой замкнутые предельные циклы. С ростом напряжения частота квазипериодических импульсов возрастает и растет число предельных циклов (рис. 3,б). С дальнейшим увеличением поля вид автоколебаний усложняется, а фазовые траектории становятся запутанными. Фрагмент этих траекторий, полученный в течение $1/30$ с, приведен на рис. 3,в. Фурье-анализ колебаний показывает наличие широкополосного непрерывного спектра в диапазоне частот от 2 до 100 кГц. Такой спектр соответствует хаотическому процессу.

При достижении второго значения критического поля (участок B на рис. 1, 2) весь процесс повторяется. Во всех экспериментах наблюдалось не более трех участков, в которых происходит развитие токовой неустойчивости.

При проведении потенциометрических измерений было установлено, что электросопротивление приконтактных участков R_c , как правило, в несколько раз превышает сопротивление R_0 . Обнаружена также следующая закономерность. С ростом величины электрического поля $R_0(E)$ монотонно уменьшается, а сопротивление $R_c(E)$ ведет себя немонотонным образом (рис. 4, кривые 2 и 1 соответственно). Как показали осциллографические исследования, в момент возникновения осцилляций тока во внешней цепи возникают и синфазные осцилляции электрических потенциалов на зондах.

Измеряя величину изменения тока j и потенциалов, мы установили, что импульсное уменьшение тока однозначно связано с соответствующим увеличением приконтактного сопротивления R_c , к которому подключено отрицательное напряжение источника питания. При смене полярности осцилляции развиваются около другого контакта. На основании сопоставления величин R_0 и R_c можно утверждать, что необходимым условием возникновения осцилляций тока является выполнение соотношения $R_c > R_0$. Это, в частности, объясняет тот факт, что при понижении температуры $T \leq 150$ К сопротивления $R_0 = R_c$ и возбуждение осцилляций прекращается.

Монотонное уменьшение величин $R_0(E)$ и $R_c(E)$ в полях до 50 В (рис. 4) в общем случае можно представить в виде

$$R(E) = R(0) \exp(\beta U^2/kT), \quad (1)$$

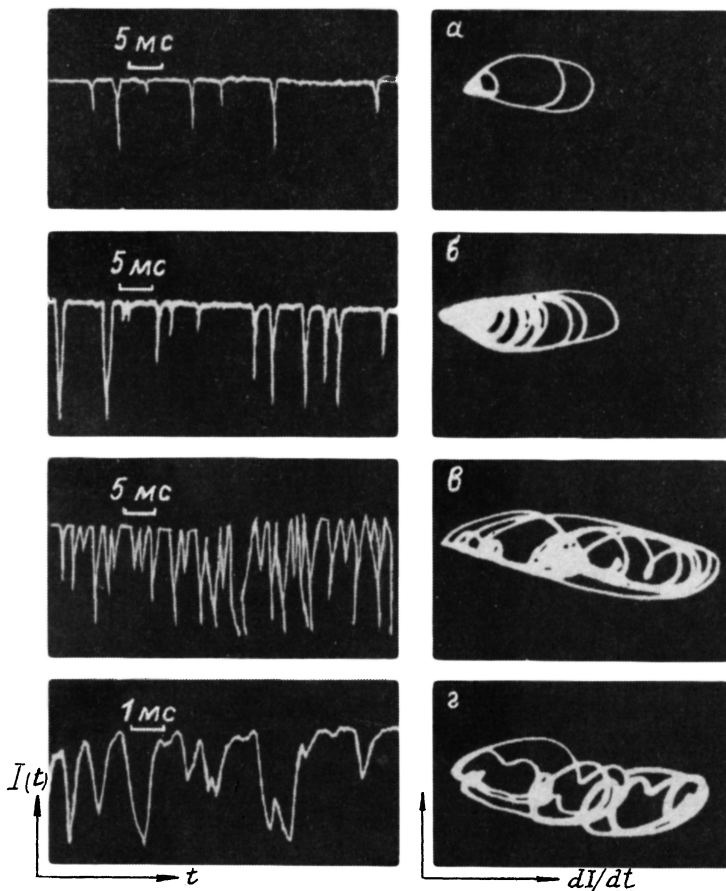


Рис. 3. Осциллограммы токовых осцилляций $I(t)$ и фазовые портреты $I(t) - dI(t)/dt$ для образцов $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$ при $T = 200 \text{ K}$.

Напряжения на образце (В): а — 185, б — 186, в — 187, г — 188.

где β — численный коэффициент. Для хорошо известного эффекта Пула—Френкеля $\beta = e^3/4\pi\epsilon$ и $n = 1/2$. Вычисления величины $\ln R_0$ в зависимости от показателя степени показывают (рис. 5), что линейная зависимость $\ln R_0$ наилучшим образом соответствует показателю степени $n = 1/4$. Такая зависимость типична для проводимости прыжкового типа и описывается соотношением Мотта

$$R_0(E) = R(0) \exp(E_0/E)^{1/4}, \quad (2)$$

где $E_0 = \beta/eg(\mu)a^4$, а — боровский радиус локализованных волновых функций, $g(\mu)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

Обсудим основные причины, приводящие к немонотонному поведению приконтактного электросопротивления $R_c(E)$ в полях $E > 50 \text{ В}$, и возможные причины возникновения токовой неустойчивости.

2. Обсуждение

В магнитных полупроводниках $n\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$ проводимость прыжкового типа может осуществляться по узким d -подобным состояниям магнитоактивного иона хрома. Как следует из оптических [14, 15], фотоэлектрических данных [16–18],

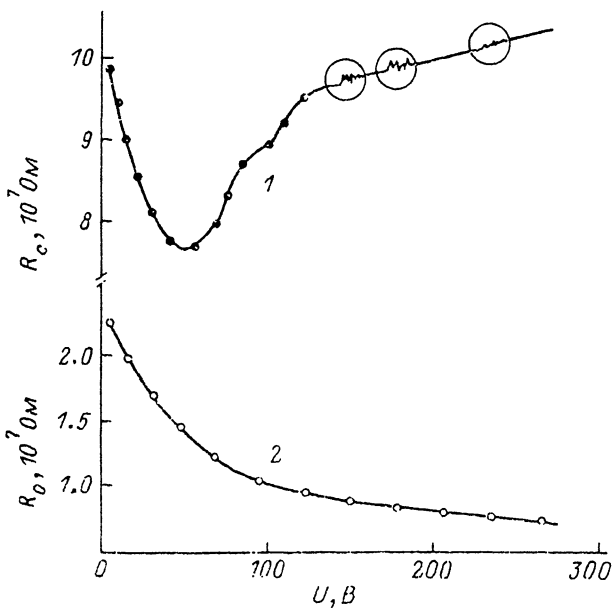


Рис. 4. Зависимости $R_c(E)$ (1) и $R_0(E)$ (2) для образцов $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$ при $T = 170 \text{ K}$.

а также из измерений активационной зависимости $\ln R_0(1/T)$, проведенных на исследуемых образцах, d -подобные зоны, выполняющие роль донорных состояний, расположены на 0.15 эВ ниже дна зоны проводимости. Результирующая проводимость таких образцов может быть представлена в следующем виде:

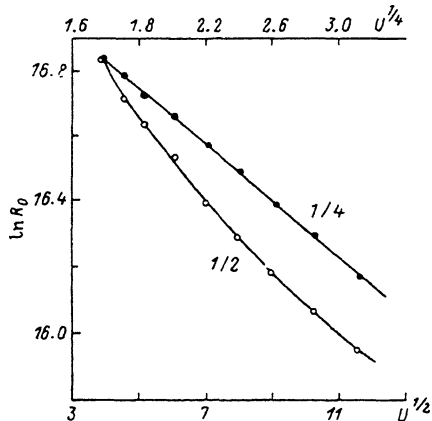
$$\sigma = \sigma_c + \sigma_d, \quad (3)$$

где σ_c — зонная часть проводимости

$$\sigma_c = \sigma_0 \exp[-(E_c - E_f/kT)], \quad (4)$$

E_c — энергетическое положение дна зоны проводимости, E_f — энергия Ферми,

$$\sigma_d = \sigma_d(0) \exp[-(\delta/kT)], \quad (5)$$



энергия прыжка $\delta = E_A - E_f$ соответствует разности энергий между положением уровня Ферми и порогом протекания E_A , расположенным в области d -подобных состояний.

В объеме исследуемых образцов, где первоначальное распределение электрического поля однородно, с ростом напряжения зонная часть проводимости, по-видимому, не изменяется, а монотонное уменьшение $R_0(E)$

Рис. 5. Зависимость $\ln R_0$ от $U^{1/2}$ и $U^{1/4}$ для образцов $\text{CdCr}_2\text{Se}_4 : \text{Ga}$. R_0 — Ом, U — В.

обусловлено возрастанием σ_d -проводимости в соответствии с выражением (2).

Отклонение от моттовской зависимости в поведении приконтактного электросопротивления $R_c(E)$ в полях $E > 50$ В можно объяснить тем, что в области неоднородного распределения поля вблизи контакта металл—полупроводник (в области барьера Шоттки) нарушается неравновесное перераспределение носителей между зоной проводимости и d -подобными состояниями. Физические причины, приводящие к такому перераспределению носителей, рассматривались в работах [19, 20].

В случае накопления объемного заряда в d -состояниях в приконтактной области произойдет изменение положения уровня Ферми. При достаточно большой концентрации носителей в области объемного заряда уровень Ферми может оказаться выше порога протекания E_A и в этой области $\sigma_d \rightarrow 0$. Появление высокоомного участка в приконтактной области во внешней цепи вызовет появление N -образного участка ВАХ.

Смещение уровня Ферми в N -образной области ВАХ можно определить из соотношения [21]

$$\delta E_f = kT \ln \frac{I_2 V_1}{I_1 V_2}, \quad (6)$$

где V_1 и I_1 — падение напряжения и ток в точке максимума N -образной характеристики, V_2 и I_2 — в точке минимума.

На основании данных рис. 1 для образцов CdCr_2Se_4 :Ga рассчитанные значения $\delta E_f = 0.06 \pm 0.01$ эВ. Из спектральных оптических и фотоэлектрических данных [14–18] следует, что особенности в спектрах, связанные с поглощением в области d -подобных состояний, проявляются при энергиях 1.2–1.4 эВ, что соответствует ширине d -зоны ~ 0.1 эВ. Края поглощения $E_g = 1.4$ эВ. Учитывая то, что в равновесном состоянии уровень Ферми находится практически в зоне d -подобных состояний $E_f = 0.15$ эВ, его смещение на величину $\delta E_f = 0.06$ эВ может оказаться достаточным для выполнения соотношения $E_f > E_A$ и $\sigma_d \rightarrow 0$.

Наличие трех изолированных или перекрывающихся участков возникновения N -образных зависимостей ВАХ и токовых неустойчивостей может свидетельствовать о существовании тонкой структуры d -подобных состояний, которую последовательно пересекает уровень химпотенциала. Выявить эту структуру оптическими и фотоэлектрическими методами в достаточно узком оптическом диапазоне вблизи края фундаментального поглощения весьма затруднительно.

Таким образом, основной причиной, приводящей к возникновению токовой неустойчивости в магнитных полупроводниках $n\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$, является процесс неравновесного перераспределения электронов между зоной проводимости и d -подобными состояниями. Подобные механизмы возникновения токовой неустойчивости ранее не рассматривались. Подобного типа процессы, по-видимому, могут быть реализованы и в аморфных полупроводниках, имеющих особенности в плотностях состояний вблизи валентной зоны или зоны проводимости.

Список литературы

- [1] Teitsworth S. W., Westervelt R. M. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 9. P. 825–828.
- [2] Peinke J., Mühlbach A., Huebener R. R., Parisi J. // Phys. Lett. 1985. V. 108 A. P. 407–412.
- [3] Бумялене С. Б., Пирагас К. А., Пожела Ю. К., Тамашявичус А. В. // ФТП. 1986. Т. 20. № 7. С. 1190–1194.
- [4] Yamada K., Takara N., Imada H., Miura N., Hamaguchi C. // Sol. St. Electr. 1988. V. 31. N 3/4. P. 809–812.
- [5] Seiler D. G., Littler C. L., Justice R. G. // Phys. Lett. 1985. V. 108A. N 9. P. 462–464.
- [6] Aoki K., Yamamoto K. // Phys. Lett. 1983. V. 98A. N 1, 2. P. 72–76.
- [7] Пирагас К., Пожела Ю., Тамашявичус А., Ульбикас Ю. // ФТП. 1987. Т. 21. № 3. С. 545–548.

- [8] Lusakowski J., Jeżewski M., Knap W., Kuszko W. // Acta. Phys. Pol. A. 1988. V. 73A. N 2. P. 183—187.
- [9] Schöll E. // Soll. St. Electr. 1988. V. 31. N 3/4. P. 539—542.
- [10] Held G. A., Jeffries C., Haller E. E. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 12. P. 1037—1040.
- [11] Голик Л. Л., Паксеев В. Е., Елинсон М. И., Якушин В. К. // ФТП. 1986. Т. 20. № 11. С. 2084—2091.
- [12] Голик Л. Л., Гутман М. М., Паксеев В. Е., Бахадырханов М. К., Зикриллаев Н. Ф., Турсунов А. А. // ФТП. 1987. Т. 21. № 8. С. 1400—1403.
- [13] Дрокин Н. А., Ганиев Ш. М. // ФТТ. Т. 30. 1988. № 2. С. 568—570.
- [14] Harbeke G., Lehmann H. W. // Sol. St. Comm. 1970. V. 8. N 16. P. 1281—1285.
- [15] Голик Л. Л., Кунькова З. И., Аминов Т. Г., Калининков В. Т. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 3. С. 877—880.
- [16] Голик Л. Л., Новиков Л. Н., Елинсон М. И., Аминов Т. Г., Калининков В. Т., Шапшева Н. П. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 12. С. 3700—3702.
- [17] Amith A., Berger S. B. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 4. P. 1472—1473.
- [18] Treitinger L., Brendecke H. // Mat. Res. Bull. 1977. V. 12. P. 1021—1025.
- [19] Рейх М. Э., Рузин И. М., Шкловский Б. И. // ФТП. 1988. Т. 22. № 11. С. 1979—1985.
- [20] Lampert M. A., Edelman F. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 10. P. 2971—2982.
- [21] Греков Е. В., Сухоруков О. Г. // ФТТ. 1988. Т. 22. № 4. С. 735—737.

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН
Красноярск

Поступило в Редакцию
5 февраля 1992 г.