

# КИНЕТИКА УСТАНОВЛЕНИЯ ЭКСКЛЮЗИИ В $p^+—p$ -СТРУКТУРАХ Ge С НАВЕДЕННОЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ АНИЗОТРОПНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

К. Ю. Гуга, И. Ю. Илющенко

Институт полупроводников академии наук Украины, 252650, Киев, Украина  
(Получено 21.04.1992. Принято к печати 26.06.1992)

Переходные процессы при включении электрического поля в условиях контактной эксклюзии хорошо изучены в  $p^+—p—p^+$ - и  $n^+—n—n^+$ -структурах с изотропной проводимостью. Исследовались переходные процессы для малых [1–3] и больших [4–7] уровней отклонения от равновесия, а также в условиях фото-возбуждения [8]. Были определены зависимости времени переходных процессов от величины приложенного электрического поля и температуры, а также от профиля распределения концентрации носителей вдоль образца (плавный или ступенчатый) при выносе их в контакт. В [9] впервые изучена возможность существенного управления эксклюзией носителей заряда в условиях наведенной магнитным полем анизотропии проводимости. Были получены стационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ) при поперечном снос носителей заряда и их зависимость от скорости поверхностной рекомбинации на широких гранях  $p^+—p—p^+$ -структуры. Достигалось как существенное увеличение, так и уменьшение стационарного тока эксклюзии.

В настоящей работе экспериментально исследованы переходные процессы при включении электрического поля и нестационарные ВАХ в  $p^+—p$ -структурах на основе Ge с наведенной магнитным полем анизотропией проводимости. Структуры изготавливались в виде прямоугольных пластин размерами  $3 \times 4 \times 14$  мм из Ge с  $N_a—N_d = 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. На одном из торцов пластин путем вжигания In формировался антизапорный  $p^+—p$ -контакт, второй контакт изготавливался омическим. Образцы травилась в кипящей перекиси водорода (H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>); после чего одна из широких граней подвергалась механическому шлифованию абразивным порошком. Такая обработка обеспечивала резкую асимметрию скоростей поверхностей рекомбинации на противоположных широких гранях структуры:  $S_{\min} = 10^2$ ,  $S_{\max} = 10^4$  см/с. Измерения проводились при  $T = 300$  К. Структуры располагались между полюсами электромагнита. Напряжение к структурам прикладывалось в виде прямоугольных импульсов длительностью  $t_i = 500$  мкс ( $t_i > \tau$ , где  $\tau$  — время жизни носителей). Взаимная ориентация электрического и магнитного полей выбиралась такой, что сила Лоренца отклоняла электронно-дырочные (ЭД) пары к грани с  $S_{\max}$ , т. е. в поперечном электрическому полю направлении.

На рис. 1 представлены осциллограммы тока в зависимости от величины приложенного магнитного поля, измеренные при фиксированном напряжении  $U = 50$  В. В отсутствие магнитного поля (кривая 1) изменение тока во времени имеет типичный для эксклюзии характер. Ток после подачи напряжения спадает и выходит на стационарный участок, что свидетельствует об окончании переходного процесса. В нашем случае это время составляет  $t = 180$  мкс. С включением магнитного поля (кривые 2—7) время переходного процесса заметно уменьшается, ток выходит на стационарные значения раньше. При этом была обнаружена немонотонность изменения тока во времени (кривые 4—6). После резкого падения и достижения минимума ток вновь нарастает и лишь после этого переходит на стационарный участок. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к исчезновению немонотонности, а время переходного процесса продолжает сокращаться (кривая 7). Обнаруженная немонотонность проявлялась также при

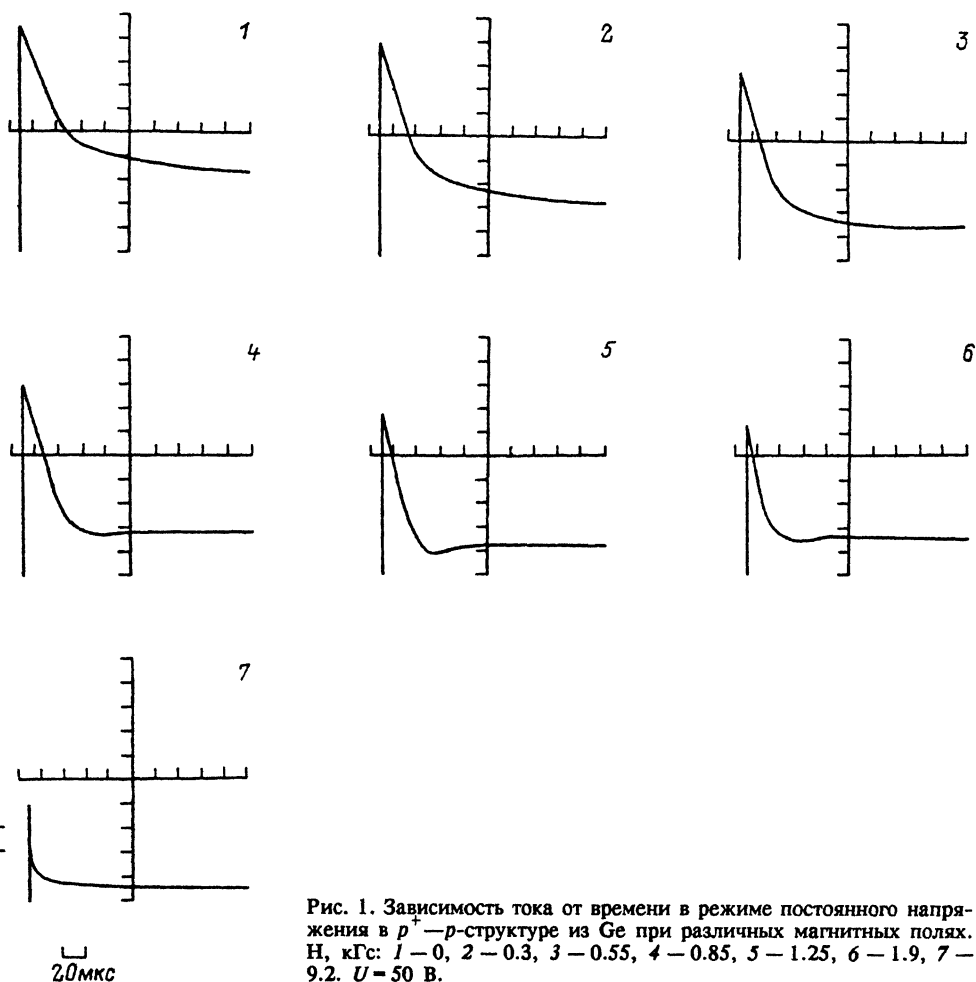


Рис. 1. Зависимость тока от времени в режиме постоянного напряжения в  $p^+ - p$ -структуре из Ge при различных магнитных полях.  $H$ , кГс: 1 — 0, 2 — 0.3, 3 — 0.55, 4 — 0.85, 5 — 1.25, 6 — 1.9, 7 — 9.2.  $U = 50$  В.

фиксированном магнитном поле и изменяющемся по амплитуде напряжении. При малых напряжениях немонотонность не наблюдалась. Она проявлялась при средних значениях напряжений, а в пределе больших (достигаемых в наших условиях) напряжений ( $U = 60 - 70$  В) немонотонность исчезала.

Измерялись также ВАХ структур в зависимости от величины магнитного поля и в разные моменты времени относительно начала напряжения путем стробирования импульса тока. Наблюдались ВАХ обычного для эксклюзии вида  $I \sim \sqrt{U}$ , а также ВАХ со спадающими участками тока (рис. 2).

Аналогичные по форме кривые кинетики тока и ВАХ наблюдались в [8, 10] при высоком уровне фотовозбуждения и объяснялись возникновением в структурах концентрационных неоднородностей — страт, а также изменением дрейфовой подвижности в зависимости от величины неравновесной концентрации носителей заряда.

В нашем случае причиной возникновения немонотонности кинетики тока и ВАХ в  $p^+ - p$ -структурах является конкуренция процессов изменения концентрации носителей заряда в различных частях структуры. При приложении к структуре напряжения в отсутствие магнитного поля ( $H = 0$ ) возникает резко неоднородное распределение концентрации вдоль структуры. У антизапорного

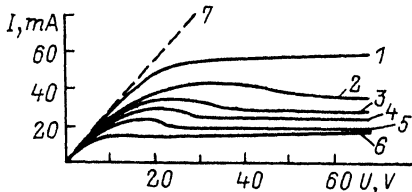


Рис. 2. Нестационарные ВАХ  $p^+ - p$ -структуры, записанные в различные моменты времени  $t$  после начала импульса напряжения. 1—6 —  $H = 9.2$  кГс;  $t$ , мкс: 1—5, 2—10, 3—15, 4—20, 5—25, 6—55. 7 —  $H = 0$ ,  $t = 55$  мкс.

контакта формируется ярко выраженная истощенная область с высоким сопротивлением.

Она на некотором расстоянии, зависящем от величины электрического поля, скачкообразно переходит в область равновесной концентрации (невозмущенная часть кристалла) — участок низкого сопротивления [7]. Наличие областей с сильно различающимися сопротивлениями обуславливает особенности формирования поперечных потоков носителей заряда, возникающих в скрещенных электрическом  $E$  и магнитном  $H$  полях — магнитоконцентрационный эффект (МКЭ) [11]. В образцах с омическими контактами, т. е. с исходно однородным распределением концентрации носителей заряда вдоль поля  $E$ , поперечный поток носителей к грани с  $S_{\max}$ , обусловленный МКЭ, приводит к формированию неоднородного распределения концентрации перпендикулярно полю  $E$  — истощенный объем и «обогащенный» приповерхностный слой у грани с  $S_{\max}$ , где концентрация близка к равновесной. Полное же число носителей заряда в кристалле падает и сопротивление его возрастает. В  $p^+ - p$ -структуре из-за эксклюзии формируется неоднородное распределение концентрации вдоль структуры. Асимметрия скоростей поверхностной рекомбинации обеспечивает также неоднородное поперечное распределение концентраций в высокоомной части структуры из-за интенсивной генерации носителей на грани с  $S_{\max}$ . Приложение  $H \perp E$  приводит к возникновению поперечных потоков, различающихся по величине в высокоомной и низкоомной частях кристалла. Основная часть приложенного поля  $E$  приходится на высокоомную истощенную приконтактную область, а малая его часть — на невозмущенную низкоомную. Таким образом, сила Лоренца  $F \sim E \times H$  значительно больше в истощенной эксклюзией высокоомной части структуры, что обуславливает более быстрый поперечный вынос носителей к грани с  $S_{\max}$ . Это приводит к сокращению времени переходного процесса в высокоомной части. Ток выходит на минимальные значения, определяемые падением концентрации из-за эксклюзии и МКЭ. В невозмущенной области из-за малых величин  $E$  (малое значение  $E \times H$ ) время поперечного выноса значительно больше. Однако по истечении этого времени там также формируется МКЭ, полное число носителей становится ниже равновесного и сопротивление этой области возрастает. Следствием этого является перераспределение поля  $E$  между областями. В высокоомной части оно несколько падает, а в низкоомной возрастает. Уменьшение поля  $E$  в истощенной части кристалла приводит к ослаблению там МКЭ, и концентрация носителей в этой области опять возрастает. Ток после минимума нарастает и переходит на стационарное значение, определяемое новым распределением полей  $E$  между областями, т. е. новыми значениями поперечных потоков, формирующих окончательный профиль распределения концентрации по структуре.

Рассмотренная ситуация соответствует кривым 4—6 на рис. 1 и имеет место в диапазоне полей  $H$ , когда величина поля  $H$  достаточна для формирования в неистощенной эксклюзией области структуры заметного МКЭ. В слабых магнитных полях (кривые 1—3) МКЭ в этой области пренебрежимо мал, и перераспределения электрического поля  $E$  между областями при наложении  $H$  не происходит. Наблюдается только укорочение переходного процесса из-за МКЭ в истощенной эксклюзией части кристалла. При больших значениях  $H$  (кривая 7) МКЭ обеспечивает полное истощение как высокоомной, так и низкоомной областей до значений концентрации нескомпенсированной примеси. В этих условиях исчезает вызванное эксклюзией неравномерное распределение концент-

рации носителей заряда вдоль структуры и перераспределения поля  $E$  вдоль структуры не происходит, а переходный процесс связан лишь с МКЭ и определяется временем поперечного пролета носителей к грани с  $S_{\max}$ .

Для выяснения правомерности изложенного механизма формирования немо- нотонных временных зависимостей тока в  $p^+$ — $p$ -структуре в скрещенных полях  $E$  и  $H$  измерялись ВАХ через различные промежутки времени после начала импульса напряжения (рис. 2). Когда время от начала импульса мало, не- стационарная ВАХ (кривая 1) имеет близкий к характерному для эксклюзии вид, где МКЭ не играет заметной роли и обуславливает лишь выход на второй омический наклон. С увеличением интервала времени от начала импульса на-пряжения (кривые 2—5) на ВАХ прослеживаются спадающие участки тока, которые нельзя объяснить, исходя только из процессов эксклюзии в структуре. В работе [7], где подробно теоретически и экспериментально исследованы пере- ходные процессы в  $p^+$ — $p$ -структурах, спадающих участков на ВАХ получено не было, а нестационарные ВАХ имели вид, близкий к зависимости  $I \sim \sqrt{U}$ .

Спадающие участки на нестационарных ВАХ связаны, на наш взгляд, с процессом формирования МКЭ. Аналогичные спадающие участки на нестационар- ных ВАХ были получены для МКЭ в образцах  $p$ -InSb с омическими контактами [12]. В начальный момент времени ток в магнитном поле возрастает, но идет ниже омического, так как электронно-дырочная плазма, выносимая к грани с  $S_{\max}$ , не успевает заметно перераспределиться по сечению кристалла и проре- комбинировать на грани с большой скоростью рекомбинации. С увеличением времени задержки по отношению к началу импульса напряжения все большая часть плазмы достигает грани с  $S_{\max}$ , где интенсивно рекомбинирует. Полное число носителей заряда падает и образуется спадающий участок ВАХ, идет формирование МКЭ. После установления динамического равновесия между дрей- фово-диффузионными потоками ВАХ выходит на стационарный участок. Если же ВАХ измеряется через большой промежуток времени после начала импульса напряжения, то она соответствует установившемуся равновесию между дрейфо- во-диффузионными потоками, спадающие участки не наблюдаются, а ВАХ имеет обычный для стационарного МКЭ вид (кривая б).

Таким образом, обнаруженные немонотонные зависимости кинетики уста- новления эксклюзии в  $p^+$ — $p$ -структурах из Ge с наведенной магнитным полем анизотропией проводимости связаны с конкуренцией переходных процессов соб- ственно эксклюзии и переходных процессов МКЭ в истощенной эксклюзией и неистощенной частях структуры.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. B. Artur, W. Bradsley, M. A. C. S. Brown, A. F. Gibson. Proc. Phys. Soc., В 68, 43 (1955).
- [2] R. Bray. Phys. Rev., 100, 1047 (1955).
- [3] Л. И. Баранов. Изв. вузов СССР. Физика, вып. 2, 5 (1965).
- [4] А. А. Акопян, З. С. Грибников. ФТП, 3, 495 (1974).
- [5] А. А. Акоруян, Z. S. Gribnikov. Phys. St. Sol. (a), 22, 269 (1974).
- [6] А. А. Акопян, З. С. Грибников. ФТП, 8, 1663 (1974).
- [7] А. А. Акопян, С. А. Витусевич, В. К. Малютенко. ФТП, 22, 471 (1988).
- [8] А. И. Вейнгер, Р. С. Касьмова, Х. Р. Норкулова, Л. Г. Парицкий. ФТП, 19, 400 (1985).
- [9] А. И. Вейнгер, Р. С. Касьмова, Х. Р. Норкулова, Л. Г. Парицкий. ФТП, 19, 543 (1985).
- [10] А. А. Акопян, С. А. Витусевич, К. Ю. Гуга, В. К. Малютенко, А. М. Рыбак. ФТП, 26, 389 (1992).
- [11] H. Welker. Z. Naturforsch., 6A, 184 (1951).
- [12] А. А. Акопян, К. Ю. Гуга, З. Добровольскис, А. Кроткус. ФТП, 18, 54 (1984).