

## ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ДЫРОК В СИНТЕТИЧЕСКИХ АЛМАЗАХ В ГРЕЮЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Баранский П. И., Соколюк Д. В., Торишний В. И., Чипенко Г. В.

Изучение свойств полупроводниковых материалов в сильных электрических полях позволяет получить информацию о характере взаимодействия носителей тока с решеткой и примесями, а также определить область применения этих материалов [1]. Известные экспериментальные работы [2-3], в которых исследовано влияние сильных электрических полей  $E$  на подвижность носителей тока  $\mu$  в алмазе, выполнены на кристаллах-изоляторах. В этих работах изучали зависимость  $\mu(E)$  в области рассеяния носителей на акустических и оптических фононах. Для этой же области выполнены и теоретические расчеты [4].

Данное сообщение посвящено изучению влияния сильного электрического поля на подвижность дырок в полупроводниковых синтетических алмазах при рассеянии носителей на ионизированной примеси и акустических фононах.

Исследования выполняли на монокристаллах кубического габитуса с концентрацией акцепторов ( $N_A$ ) от  $1 \cdot 10^{23}$  до  $1 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , среди которых были образцы со степенью компенсации  $K \leq 0.1$  и  $K > 0.5$ . Концентрацию акцепторов оценивали с использованием значений энергии активации и удельного сопротивления прыжковой проводимости, а степень компенсации — по характеру спектров ИК поглощения, температурных зависимостей сопротивления и подвижности дырок. Длина образцов составляла от 140 до 180 мкм, ширина — от 400 до 550 мкм, а их сопротивление ( $R_0$ ) при комнатной температуре — от  $2 \cdot 10^3$  до  $13 \cdot 10^3$  Ом. Подготовка образцов к измерениям описана в [5]. Измерения  $\mu$  выполняли методом тока Холла [6] в статическом режиме при  $E \leq \leq 10^6$  В/м. Аппаратура обеспечивала поддержание заданной температуры образца с погрешностью  $\pm 0.05$  К. Повторные измерения, проведенные при адекватных условиях, воспроизводились с погрешностью не более 6 %.

На рис. 1 и 2 представлены зависимости подвижности дырок от электрического поля, полученные при различных температурах решетки. В области температур, где  $\mu \sim T^{3/2}$  [5], зависимость  $\mu(E)$  в интервале  $10^4 \leq E \leq 6 \times \times 10^4$  В/м следует закону, близкому к  $\mu \sim E^{0.07}$  (рис. 1, кривые 1, 2; рис. 2, кривая 1). Подобную зависимость наблюдали в  $n$ -InSb [7]. Обычно [1] увеличение  $\mu$  с ростом  $E$  объясняют эффектом ослабления рассеяния носителей на примеси. Начиная с некоторого критического поля  $E_c$  зависимость  $\mu(E)$  становится существенно нелинейной. При этом вольтамперные характеристики  $S$ -образны. Образование ВАХ  $S$ -типа может быть обусловлено как изменением концентрации (инжекцией) носителей и их средней дрейфовой скорости [8], так и структурными особенностями полупроводникового материала [9-11]. Выполненные нами исследования в импульсном режиме ( $E \leq 2 \cdot 10^6$  В/м) ВАХ серии образцов полупроводникового синтетического алмаза с различным  $R_0$  показали отсутствие инжекции, а также участка ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью.

ВАХ также становится  $S$ -образной, когда время релаксации импульса  $\tau_p \sim \varepsilon^{1/2}$  [рассеяние на ионизированной примеси:  $\mu(T) \sim T^{3/2}$ ], а время релаксации энергии  $\tau_e \sim \varepsilon^{-1/2}$  (рассеяние на тяжелых дырках) или  $\tau_e \sim \varepsilon^{1/2}$  (рассеяние на акустических фононах) [12], где  $\varepsilon$  — энергия носителей. При этом ВАХ обусловлены перегревными механизмами, что наблюдали при низких температурах в  $n$ -InSb [13] и CdTe при комнатных температурах [14]. Причем в режиме генератора напряжения на участке отрицательного дифференциального сопротивления наблюдали токовые неустойчивости или скачок тока, а в режиме генератора тока неустойчивости или скачков тока не наблюдали. Эти эффекты проявлялись и в наших опытах. Кроме того, когда причиной  $S$ -образности ВАХ являются перегревные механизмы, то вид ВАХ зависит от толщины образца [12, 14]. При уменьшении толщины образца происходит

увеличение  $E_c$  за счет охлаждения носителей на стенках образца. В нашем случае образцы ИСМ8 и ИСМ4 имеют близкие концентрации акцепторов и степень компенсации. Однако последний неоднороден: примесь бора распределена в нем таким образом, что его «эффективная толщина» меньше, чем толщина ИСМ8 [5]. Этим и обусловлено более высокое значение  $E_c$  для ИСМ4 (рис. 2, зависимость 2) по сравнению с ИСМ8 (рис. 2, кривая 1).

Для образцов с  $N_A \leq 1 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  в интервале температур от 200 до 500 К  $\mu(T) \sim T^{-3/2}$  [15]. Однако и для таких образцов в этом интервале температур мы наблюдали ВАХ  $S$ -типа. Отсутствие инжекции, как и в работе [16], а также условий для возникновения  $S$ -образной ВАХ из-за перегреваемых механизмов, указанных выше, позволяет предположить, что в данном случае имеет место

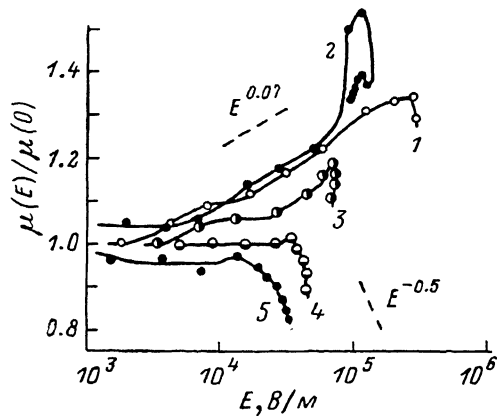


Рис. 1. Зависимость подвижности дырок от электрического поля для образца ИСМ8 ( $N_A \approx 3.7 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $R_0 = 2.2 \cdot 10^3 \text{ Ом}$ ) при различных температурах решетки.

$T$ , К: 1 — 240, 2 — 280, 3 — 320, 4 — 370, 5 — 420.

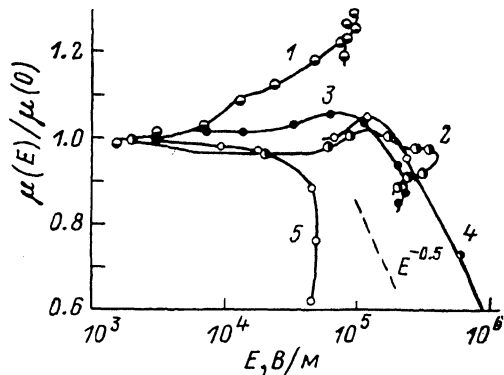


Рис. 2. Зависимость подвижности дырок от электрического поля для слабо компенсированных образцов.

1 — ИСМ8,  $T = 300 \text{ К}$ ; 2 — ИСМ4,  $T = 280 \text{ К}$ ,  $N_A \approx 2.3 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $R_0 = 13.3 \cdot 10^3 \text{ Ом}$ ; 3 — 5 — ИСМ26,  $N_A \approx 1 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $R_0 = 2.9 \cdot 10^3 \text{ Ом}$ ;  $T$ , К: 3 — 240, 4 — 170, 5 — 300.

влияние особенностей строения полупроводниковых алмазов кубического габитуса, а именно слоистая структура пирамид роста [17], обусловленная неоднородным распределением электрически активной примеси. Вероятно, по этой же причине зависимости  $\mu(E)$  в области  $E \leq 6 \cdot 10^4 \text{ В/м}$  для более легированных образцов имеют немонотонный характер. При понижении температуры зависимости  $\mu(E)$  становятся более монотонными (рис. 1, кривая 1 и рис. 2, кривая 4), что, по-видимому, обусловлено «сглаживанием» электрическим полем потенциального рельефа слоев роста с различной концентрацией примесей вследствие смещения участка с положительной дифференциальной проводимостью в область более высоких полей. Так как при этом уменьшается влияние неоднородного распределения примеси, то более четко проявляются механизмы рассеяния носителей тока, характерные для однородных полупроводников [1, 2].

Изучение зависимости  $\mu(E)$  для образца с  $N_A \approx 1 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$  и  $K > 0.5$  до полей  $1.3 \cdot 10^5 \text{ В/м}$  показало, что в пределах погрешности эксперимента подвижность не зависит от поля, хотя в области температур ниже 320 К ВАХ также  $S$ -образна.

Необходимо отметить, что наши результаты (см., например, рис. 1, кривые 1, 2; рис. 2, кривую 1) для слабо компенсированных образцов согласуются с теоретическими расчетами работы [18], где показано влияние дополнительных каналов рассеяния на нелинейность ВАХ. При этом отношение  $\mu(E_c)/\mu(0) = 1.28$ , определяющее относительно небольшую нелинейность ВАХ, хорошо совпадает с нашими опытными данными.

Таким образом, на формирование ВАХ  $S$ -типа и аномальную зависимость

$\rho(E)$  в полупроводниковых синтетических алмазах существенное влияние оказывает слоистая структура пирамид нарастания граней, обусловленная неравномерным захватом примесей в процессе роста кристаллов.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Ковуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [2] Конорова Е. А., Шевченко С. А. — ФТП, 1967, т. 1, в. 3, с. 364—370.
- [3] Reggiani L., Bosi S., Canali C. et al. — Phys. Rev. B, 1981, v. 23, N 6, p. 3050—3057.
- [4] Чуенков В. А. — Кр. сообщ. по физике ФИ АН СССР, 1985, № 4, с. 47—51.
- [5] Баранский П. И., Малоголовец В. Г., Торишини В. И., Чипенко Г. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 1, с. 75—79.
- [6] Добровольский В. Н., Кролевец А. Н. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 3—12.
- [7] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б. и др. — ФТП, 1972, т. 6, в. 10, с. 1888—1894.
- [8] Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М., 1977. 367 с.
- [9] Ахундов Г. А., Абдинов А. Ш., Кязым-заде А. Г., Мехтиев Н. М. — ФТП, 1975, т. 9, в. 5, с. 980—982.
- [10] Нечаев А. М., Синкевич В. Ф. — ФТП, 1984, т. 18, в. 2, с. 350—353.
- [11] Толстихин В. И. — ФТП, 1985, т. 19, в. 5, с. 965—968.
- [12] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 288 с.
- [13] Баяная В. Ф., Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б. — ФТП, 1968, т. 2, в. 7, с. 978—984.
- [14] Палатник Л. С., Копач Г. И. — ФТП, 1977, т. 11, в. 6, с. 1171—1173.
- [15] Торишин В. И. — В кн.: Сверхтвердые материалы в ускорении научно-технического прогресса. Киев, 1978, с. 20—26.
- [16] Ротнер Ю. М., Преснов В. А., Голембиевский Н. И. и др. — ФТП, 1974, т. 8, в. 10, с. 1994—1995.
- [17] Торишин В. И., Чипенко Г. В. — В кн.: Получение и применение сверхтвердых материалов. Киев, 1986, с. 51—53.
- [18] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А., Фукс Б. И. — ФТП, 1973, т. 7, в. 4, с. 688—699.

Институт сверхтвердых материалов АН УССР  
Киев

Получено 4.01.1988  
Принято к печати 6.05.1988

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ФОСФОРСОДЕРЖАЩИХ КОМПЛЕКСОВ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ И $\gamma$ -ОБЛУЧЕНИИ КРЕМНИЯ

Лугаков П. Ф., Лукашевич Т. А.

При облучении зонного кремния  $n$ -типа, кроме хорошо изученных  $E$ -центров (комплексы фосфор—вакансия), образуются и другие фосфоросодержащие дефекты, природа и параметры которых в настоящее время окончательно не установлены [1—4]. В данной работе изучались накопление и параметры фосфоросодержащих комплексов, образующихся в кремнии при длительном облучении за счет перестроек  $E$ -центров.

Использовался Si  $n$ - и  $p$ -типа, выращенный методом зонной плавки с исходными удельными сопротивлениями  $\rho = (1 \div 5) \cdot 10^2$  Ом·см ( $n$ -тип) и  $\rho = (1 \div 60) \cdot 10^3$  Ом·см ( $p$ -тип). Концентрация фосфора в  $n$ - и бора в  $p$ -Si была  $(1 \div 30) \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ , а концентрация кислорода и углерода  $\leq 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Облучение проводилось при  $T = 330$  К электронами с  $E_e = 4, 6, 10$  МэВ и  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . Плотность потока (интенсивность  $J$ ) бомбардирующих частиц была  $\sim 1 \times 10^{12}$  см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ , а их поток  $\Phi$  варьировался в пределах  $\Phi_e = (1 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{16})$  см $^{-2}$  и  $\Phi_\gamma = (1 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{19})$  см $^{-2}$  для электронов и  $\gamma$ -квантов соответственно. Экспериментальные результаты получены при исследовании температурных зависимостей коэффициента Холла (ТЗКХ), измеренных на различных этапах облучения и 20-минутного изохронного отжига при  $T = 100 - 700$  °С.