

ТЕПЛОВОЕ ШНУРОВАНИЕ ТОКА В ДЛИННЫХ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДАХ ПРИ ОДНОЗНАЧНОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ

И. В. Грехов, А. Е. Отблеск

Экспериментально наблюдалась тепловая неустойчивость тока в длинных кремниевых диодах при положительном дифференциальном сопротивлении. Показано, что этот эффект обусловлен разной пространственной дисперсией собственной и неравновесной проводимостей в слабо легированной области диода.

В недавно вышедшей статье Кернера и Осипова [1] теоретически предсказывалась возможность возникновения неустойчивости тока даже при однозначной вольт-амперной характеристике (ВАХ) системы, свойства которой зависят от двух параметров, обладающих разной пространственной дисперсией.

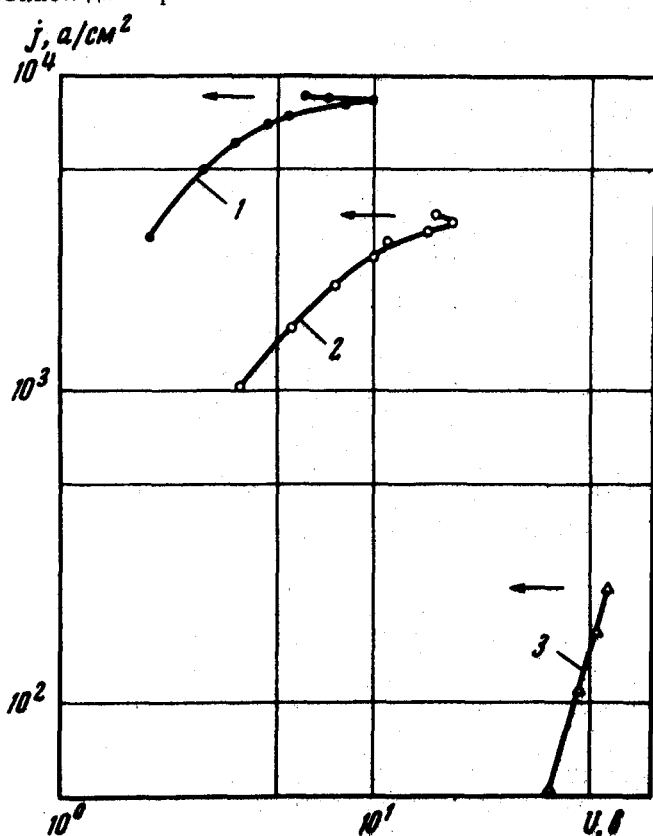


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики $p^+s n^+$ -структур, снятые в конце прямоугольного импульса тока длительностью 0,5 мсек (стрелками показан момент выхода диодов из строя вследствие локального прожога): 1 - $d/L = 1,4$; 2 - $d/L = 4,4$; 3 - $d/L = 12$

Это явление наблюдалось нами экспериментально в длинных $p^+s n^+$ ($p^+s R^+$) кремниевых диодах (p^+ , n^+ – сильно легированные области, s – слабо легированная область, R^+ – омический контакт рекомбинационно-го типа).

На рис. 1 приведены ВАХ $p^+s n^+$ -структур, снятые в конце прямоугольного импульса тока длительностью 0,5 мсек (стрелками показан момент выхода диодов из строя вследствие локального прожога). Видно, что у диодов с $d/L = 1,4$ и $d/L = 4,4$ (d – толщина s -области, L – амбиполярная диффузионная длина) тепловой пробой наступил на участке ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС), а у диода с $d/L = 12$ на участке ВАХ с положительным дифференциальным сопротивлением (ПДС).

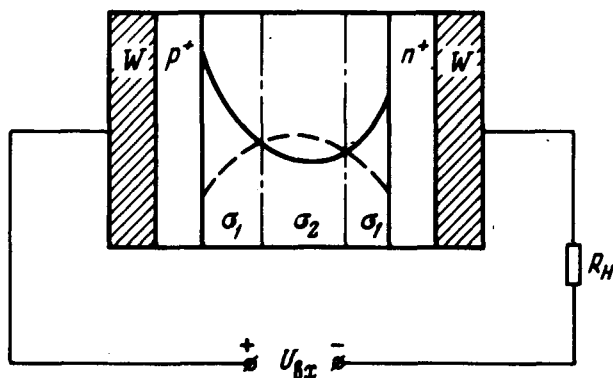


Рис. 2. Модель реальной $p^+s n^+$ -структуры и схема ее включения. Сплошная кривая – распределение концентрации инжектированных носителей, пунктирная кривая – распределение концентрации собственных носителей

Для объяснения этого факта обратимся к модели реальной $p^+s n^+$ -структуры – рис. 2. На этом рисунке сплошной кривой показано распределение концентрации инжектированных носителей ($\Delta p = \Delta n$), пунктирной кривой – распределение концентрации собственных носителей ($p_i = n_i$) в s -области прибора. Вид этих распределений обусловлен, соответственно, наличием инжекции из сильно легированных p^+ и n^+ -слоев и теплоотводом в вольфрамовые термокомпенсаторы – W^1).

Очевидно, что такое распределение концентраций собственных и инжектированных электронов и дырок приводит к образованию локального ОДС в области максимального разогрева базы и минимальной модуляции ее проводимости инжектированными носителями – $\sigma_2 \approx q(\mu_n + \mu_p) \times p_i \sim \exp(-1,16/2kT)$ [3] (T – температура в градусах Кельвина). Следовательно с этой областью расположены участки $p^+s n^+$ -структуры с ПДС – $\sigma_1 \approx q(\mu_n + \mu_p) \Delta p \sim T^{-5/2}$ [4] (см. рис. 2). Следовательно, проводимости σ_1 и σ_2 в нашем случае, являются параметрами, обладающими разной пространственной дисперсией [1], и в зависимости от соотношения размеров областей σ_1 и σ_2 шнурование тока в такой системе

1) Большая величина собственной концентрации обусловлена сильным разогревом кремниевого вентиля прямым током [2].

может возникать как при ОДС (для диодов с не очень большим отношением d/L – кривые 1, 2 рис. 1), так и при ПДС (для диодов $d/L \gg 10$ – кривая 3, рис. 1).

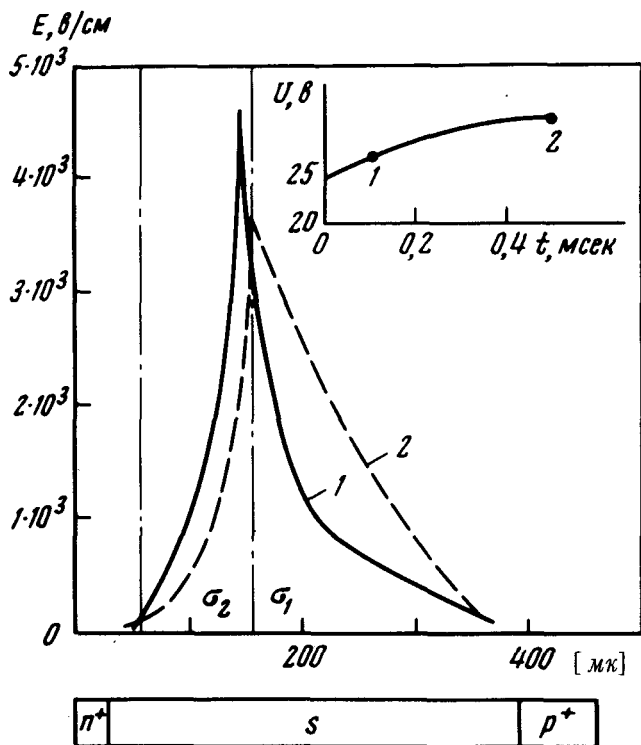


Рис. 3. Распределение напряженности поля вдоль базовой области образца для моментов времени, соответствующих слабому (кривая 1) и сильному (кривая 2) разогреву $p^+s n^+$ -диода. В верхнем углу – осциллограмма импульса напряжения на диоде

Справедливость предложенной нами модели подтверждают зондовые измерения потенциала вдоль базы $p^+s n^+$ -структуры (методика таких измерений описана в работе [5]). На рис. 3 приведены кривые распределения напряженности поля для двух моментов времени, полученные путем графического дифференцирования кривых распределения потенциала. Первая кривая соответствует малому разогреву структуры ($\Delta p \gg p_i$), вторая – сильному ($\Delta p_{min} \sim p_i$). Видно, что проводимость в области $\sigma_2 \sim E^{-1}$ ($p_i \sim \Delta p_{min}$) возрасла, а проводимость в области $\sigma_1 \sim E^{-1}$ ($\Delta p \gg p_i$) уменьшилась.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 февраля 1974 г.

Литература

- [1] Б.С.Кернер, В.В.Осипов. Письма в ЖЭТФ, **18**, 122, 1973.
- [2] Э.Ф.Бурцев, И.В.Грехов, Н.Н.Крюкова. ФТП, **4**, 1955, 1970.

[3] F. R. Kessler, J. Schnell. Z. Naturf., 13a, 458, 1958.

[4] К. Хогарт. Материалы, используемые в полупроводниковых приборах, М., изд. Мир, 1968.

[5] И. В. Грехов, М. Е. Левинштейн, В. Г. Сергеев. ФТП, 4, 2149, 1970.
