

Засветка противоположного угла (область 2) не приводит к изменению поля  $E$  по длине образца. Она лишь инициирует возникновение волны в кристалле, при этом сопротивление кристалла увеличивается. Ток через образец становится ниже темнового, и вследствие гистерезиса пороговых условий отрицательная фотопроводимость существует длительное время. Об этом убедительно свидетельствует поведение тока при импульсном фотовозбуждении (рис. 2). Кинетика импульса фототока в допороговом режиме (рис. 2, а) определяется временем распада фотодобавки за счет диффузии и дрейфа плазмы ( $\tau = d^2/4D \approx 20 \div 50$  мкс, что соответствует эксперименту). В пороговом режиме проявляется отрицательная длинновременная часть кинетики (рис. 2, б), по длительности значительно превышающая время существования неравновесных пар, генерированных светом.

Таким образом, наблюдаемый эффект отрицательной фотопроводимости — проявление фундаментальных нелинейных свойств осциллистора.

#### Список литературы

- [1] Иваков Ю. Л., Рывкин С. М. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 4. С. 774—775.
- [2] Glicksman M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 6. P. 1655—1664.
- [3] Kadomtsev B. B., Nedospasov A. V. // J. Nucl. Energy. C. 1960. V. 1. N 4. P. 230—235.
- [4] Hurwitz C. E., McWhorter A. L. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 4. P. 1033—1055.
- [5] Ancker-Johnson B. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 6. P. 1465—1473.
- [6] Дубовой Л. В., Шанский В. Ф. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. В. 11. С. 1472—1478.

Институт физики АН УССР  
Киев

Получено 22.11.1988  
Принято к печати 31.01.1989

ФТИ, том 23, вып. 6, 1989

## ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В Ge В УСЛОВИЯХ ЭКСКЛЮЗИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К.

Явление винтовой неустойчивости (ВН) в полупроводниках хорошо известно. Эффект, связанный с возбуждением регулярных колебаний тока либо потенциала, возникает при помещении образца в параллельные электрическое и магнитное поля [1]. Условия возникновения и развития винтовых волн, их основные характеристики были получены в большинстве случаев для инжектированной плазмы [2]. В [3] отмечалась даже невозможность возбуждения осциллирующей в отсутствие инжекции, более того, в [4] определялась необходимая величина инжектированного тока для появления ВН.

В настоящей работе впервые сообщается о наблюдении ВН в условиях сильного истощения полупроводникового кристалла — эксклюзии носителей заряда. Показаны особенности возникновения объемного осциллистора в зависимости от состояния поверхности.

Экспериментально исследовались вольтамперные характеристики (ВАХ) и осциллограммы тока неориентированных кристаллов  $p$ -Ge ( $N_A - N_D = 1.7 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ) с  $p^+$ -контактом. Антизапорный контакт изготавливался путем сплавления индия, омический — путем сплавления олова. Измерения проводились при комнатной температуре на кристаллах, имеющих форму пластины с размерами  $4.0 \times 0.5 \times 6.5$  мм, поперечный размер которой был сравним с биполярной диффузионной длиной. Для получения различных значений скорости поверхностной рекомбинации  $s$  широкие грани образца обрабатывались следующим образом: малые  $s$  ( $s_0 \approx 100$  см/с) достигались травлением в  $H_2O_2$ , большие  $s$  (до  $s_\infty \geq 10^4$  см/с) получены мелкой и грубой шлифовкой. Во избежание Джоулева нагрева измерения проводились в импульсном режиме, при этом длитель-

ность импульсов напряжения  $U$  ( $t_{\text{им}} = 100 \div 500$  мкс) выбиралась такой, чтобы обеспечить стационарность процесса эксклюзии. Магнитное поле  $H$  ориентировалось строго вдоль образца.

На рис. 1 представлены ВАХ  $p^+ - p$ -структур с различными значениями  $s$  на широких гранях образца. Кривая 1 получена для минимальных  $s$  на обеих гранях ( $s_1 = s_2 = s_0$ ). ВАХ имеет сублинейный вид и свидетельствует о заметной эксклюзии уже при малых напряжениях ( $U \approx 1$  В). Наложение продольного магнитного поля не влияло на вид ВАХ: осцилляции тока не наблюдались во всем диапазоне используемых магнитных полей ( $H_{\parallel} = 0 \div 10$  кЭ). Картина менялась при асимметричной обработке поверхности образца. При увеличении  $s$  на одной из граней и неизменной  $s_0$  — на другой на ВАХ появлялись области осцилляций тока (кривая 2). Характер колебаний был близок к синусоидальному. Дальнейшее увеличение  $s$  приводило к снижению порога возникновения

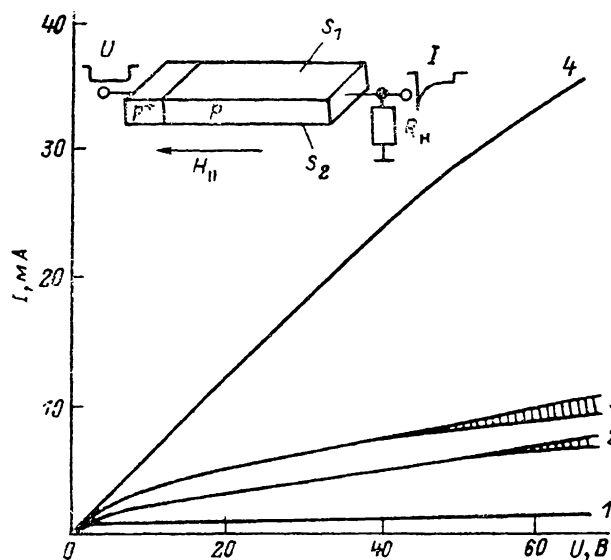


Рис. 1. Вольтамперные характеристики образцов  $p^+ - p$ -Ge-структур во внешнем магнитном поле  $H_{\parallel} = 7$  кЭ.

1 —  $s_1 = s_2 = s_0$ ; 2 —  $s_1 > s_2 = s_0$ ; 3 —  $s_1 = s_{\infty}$ ,  $s_2 = s_0$ ; 4 —  $s_1 = s_2 = s_{\infty}$ . На вставке — схема эксперимента.

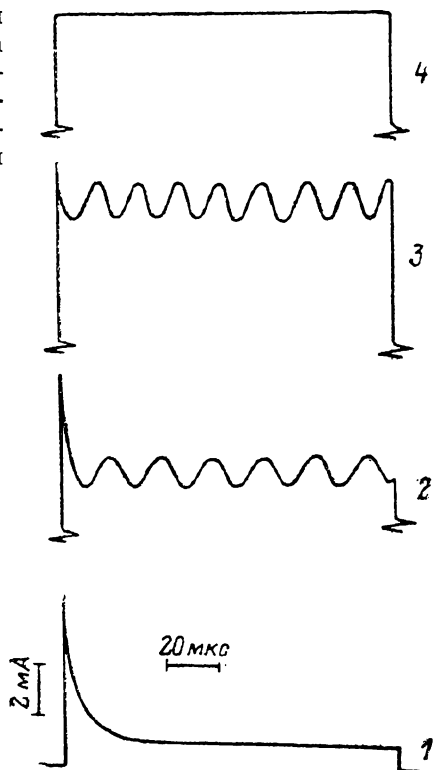


Рис. 2. Осциллограммы импульсов тока, соответствующие кривым на рис. 1, при  $U = 60$  В.

ВН (кривая 3). Глубина модуляции осцилляций не превышала 5—10 %, а частота — 100 кГц. Кривая 4 соответствует образцу с максимальным значением  $s$  на обеих гранях ( $s_1 = s_2 = s_{\infty}$ ). В этом случае эксклюзия носителей практически не проявляется и ВН не возбуждалась.

На рис. 2 приведены характерные осциллограммы токов при больших значениях  $U$  для соответствующих ВАХ рис. 1. Видно, что осцилляции тока возникают после наступления эксклюзии только при асимметричной обработке граней образца (осциллограммы 2, 3) и отсутствуют при симметричной (осциллограммы 1, 4).

Причина возникновения колебаний в таких условиях заключается в следующем. Возбуждение объемных винтовых волн возможно только при наличии стационарного градиента плотности плазмы в объеме кристалла. Как известно [5], на эффект эксклюзии существенно влияет состояние поверхности исследуемого образца. При ненулевом значении  $s$  на гранях пространственное распределение по сечению кристалла становится неоднородным из-за генерации и диффузии носителей в объем с поверхности. Таким образом, при асиммет-

ричной обработке поверхности образца в условиях эксклюзии возникает градиент концентрации плазмы: максимальное значение — у грани с большой  $s_0$  и минимальное — у противоположной с  $s_0$ . Помещение образца с таким неоднородным плазменным слоем в продольное магнитное поле, как и ожидалось, вызывает при определенных условиях развитие винтовых волн.

При  $s_1 = s_2 = s_0$  происходит практически однородное обеднение (рис. 1, кривая 1). В другом случае, когда  $s_1 \neq s_2 \neq s_0$  (рис. 1, кривая 4), распределение также почти однородно, но существенного обеднения теперь не происходит из-за сильной генерации носителей заряда с противоположных боковых граней. В обоих случаях осцилляции не возникают (рис. 2, осциллограммы 1, 4). Можно было бы ожидать, что в этих случаях будут возбуждаться поверхностные волны [6]. Однако при сильном обеднении критерий возбуждения не выполняется из-за сильного амбиполярного сноса возмущений, а во втором случае этому препятствует интенсивная поверхностная рекомбинация. При  $s = 10^4$  см/с параметр  $G_s = sa/D_a \approx 3$ , где полутолщина образца  $a = 2.5 \cdot 10^{-2}$  см, а коэффициент амбиполярной диффузии  $D_a \approx 10^2$  см<sup>2</sup>/с. Именно этот параметр определяет увеличение порога возбуждения поверхностного осциллистора во втором случае, и в исследуемом интервале электрического и магнитного полей критерий возбуждения не выполняется.

Кривые 2 и 3 соответствуют как раз случаю образования в объеме градиента концентрации плазмы, способствующему появлению осцилляций. Порог возбуждения объемного осциллистора менее чувствителен к состоянию поверхности. Увеличение  $s$  на одной из граней приводит как к увеличению тока через образец, так и к уменьшению порога возбуждения ВН. Это обусловлено увеличением градиента концентрации в объеме.

Теория осциллистора в условиях эксклюзии носителей заряда нами развивается в настоящее время.

#### Список литературы

- [1] Иванов Ю. Л., Рывкин С. М. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 4. С. 774—775.
- [2] Glicksman M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 6. P. 1655—1664.
- [3] Larrabee R. D., Steele M. C. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. N 9. P. 1519—1523.
- [4] Pataki G., Elsner G., Nemeth T. // Japan. J. Appl. Phys. 1967. V. 6. N 2. P. 278—279.
- [5] Витусевич С. А., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1841—1846.
- [6] Hurwitz C. E., McWhorter A. L. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 4. P. 1033—1050.

Институт физики АН УССР  
Киев

Получено 9.01.1989  
Принято к печати 31.01.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ТОНКИХ ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУРАХ

Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Токалин О. А., Химичев А. И.

В «тонких» варизонных структурах, толщины которых  $d$  сравнимы с эффективными длинами переноса неравновесных носителей заряда (ННЗ), возрастает роль поверхностных рекомбинационных потерь ННЗ [1], что вызывает необходимость контроля скорости их поверхностной рекомбинации  $S$ , особенно на узкозонной поверхности структур. Если инжектируемые с широкозонной стороны ННЗ достигают узкозонной поверхности, то в зависимости от соотношения между темпом их поступления к поверхности и скоростью рекомбинации на ней происходит либо обогащение, либо истощение приповерхностной области носителями заряда. Это проявляется в изменениях формы спектров излу-