

УДК 621.315.592

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ И ЛАВИННЫЙ ПРОБОЙ В  $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ, НАХОДЯЩИХСЯ В НЕОДНОРОДНОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОЛЕ

Добровольский В. Н., Романов А. В.

Экспериментально на кремниевых  $p-n$ -переходах обнаружено, что влияние на ток ударной ионизации при лавинном пробое неоднородного разогрева полупроводника принципиально отличается от случая однородного разогрева. Градиент температуры в зависимости от направления по отношению к току может как эффективно (сильнее, чем при однородном разогреве) уменьшать, так и увеличивать ток ударной ионизации. При этом существенно изменяется напряжение пробоя  $p-n$ -перехода.

Полученные результаты объяснены теорией [1], в которой учтено, что в реализованных условиях протекание электрического тока приводит к увеличению или уменьшению числа электронно-дырочных пар в области пространственного заряда  $p-n$ -перехода.

Ударная ионизация и лавинный пробой — фундаментальные явления физики полупроводников. Они чаще всего реализуются и изучаются в  $p-n$ -переходах. Согласно теории этих явлений (см., например, [1]), разогрев  $p-n$ -перехода уменьшает коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок, следствием чего являются уменьшение тока ударной ионизации и увеличение напряжения пробоя  $p-n$ -перехода. Эти результаты подтверждаются экспериментами, в которых  $p-n$ -переходы разогревались однородно.

Нами исследовались ударная ионизация и лавинный пробой в неоднородно разогретых  $p-n$ -переходах. Обнаружено, что влияние на ток такого разогрева принципиально отличается от случая однородного разогрева. Градиент температуры в зависимости от направления по отношению к току может как эффективно (сильнее, чем при равномерном разогреве) уменьшать, так и увеличивать ток ударной ионизации. При этом существенно изменяется напряжение пробоя  $p-n$ -перехода.

Существующая теория ударной ионизации даже качественно не объясняет полученные экспериментальные результаты. Это стимулировало развитие теории пробоя  $p-n$ -перехода, находящегося в неоднородном температурном поле. Такая теория развита в работе [2] и с ее результатами сопоставляются экспериментальные результаты настоящей статьи.

1. Использовались кремниевые  $p-n$ -переходы с разными напряжениями пробоя и высокоомной  $p$ -областью. Образец представлял собой диск диаметром 1.8 и толщиной 0.25 мм. Форма боковой поверхности (рис. 1, а) обеспечивала отсутствие поверхностного пробоя. На торцах диска электролитическим осаждением никеля, а затем напылением золота были созданы тонкие (несколько мкм) металлические контакты. Для неоднородного разогрева образца использовалась конструкция, изображенная на рис. 1, а. К исследуемому образцу 1 с двух сторон прижимались два подобных ему образца 2 и 3. Разрядом емкости в проходном отношении  $p-n$ -перехода направлению образцу 2 разогревался. Это приводило к неоднородному нестационарному разогреву образца 1 с градиентом температуры  $dT/dx < 0$ . Для создания градиента  $dT/dx > 0$  разрядом емкости разогревался образец 3.

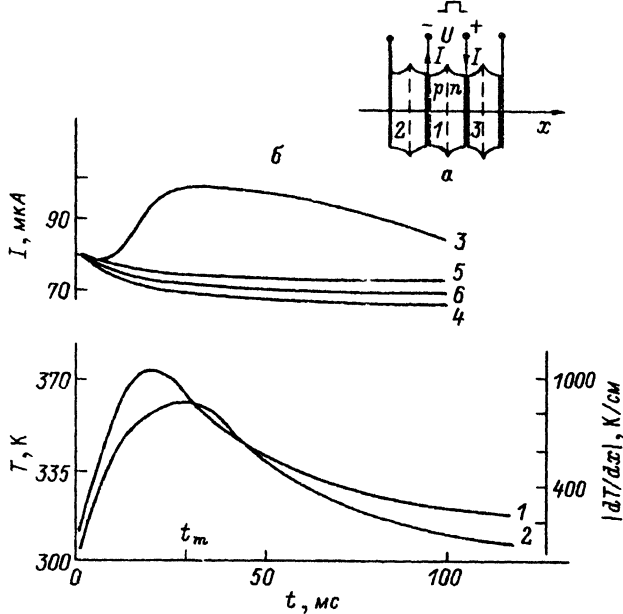


Рис. 1.

*a* — взаимное расположение образцов при создании в исследуемом образце градиента температуры; *b* — зависимости от времени  $t$  температуры  $T$  (1),  $|dT/dx|$  (2) и при  $U=915$  В тока  $I$  в разных случаях 3 и 4 — соответственно при положительном и отрицательном значениях  $dT/dx$ ; 5 — в отсутствие предварительного разогрева; 6 — при однородном разогреве образца до максимального значения температуры, достигаемого при неоднородном разогреве. В использованном образце  $N=1.7 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ . Его ВАХ приведены на рис. 2.

Для определения величины температуры разогрева исследуемого образца и величины ее градиента на всех трех образцах предварительно были сняты зависимости обратных токов  $p-n$ -переходов от температуры. Используя их, по осциллограмме обратного тока  $p-n$ -перехода образца 1 определили зависимость температуры  $T$  от времени  $t$ , а при помощи осциллограмм обратных токов  $p-n$ -переходов 2 и 3 — зависимость от времени величины градиента температуры в  $p-n$ -переходе 1. Вследствие симметричности использованной конструкции температура  $T$  исследуемого  $p-n$ -перехода 1 не зависела от того, какой из образцов, 2 или 3, разогревался, а возникающие в этом  $p-n$ -переходе в первом и во втором случаях градиенты температуры имели одинаковые абсолютные значения и различались только знаком.

Кривые 1 и 2 на рис. 1, б дают полученные зависимости  $T$  и  $|dT/dx|$  от  $t$ .

К неоднородно разогреветому исследуемому образцу 1 в заперном направлении прикладывался прямоугольный импульс напряжения с амплитудой  $U$ , достаточной для ударной ионизации, и снималась осциллограмма тока  $I$ . На рис. 1, б приведены две такие осциллограммы 3 и 4, снятые при равных  $U$ , одинаковых значениях температуры разогрева  $p-n$ -перехода, даваемых кривой 1, а также одинаковых по абсолютной величине, но разных по знаку значениях градиента  $dT/dx$ : 3 — положительном, 4 — отрицательном (кривая 2).

Для сравнения на том же рисунке приведена осциллограмма тока 5 в отсутствие предварительного разогрева и 6 при однородном разогреве всего образца до температуры, равной максимальному значению температуры, достигаемому при неоднородном внешнем разогреве, т. е. равной максимальному значению  $T$  на кривой 1.

Из осциллограмм 3 и 5 следует, что неоднородный разогрев с  $dT/dx > 0$  увеличивает ток. Это качественно отличает его действие от случая однородного

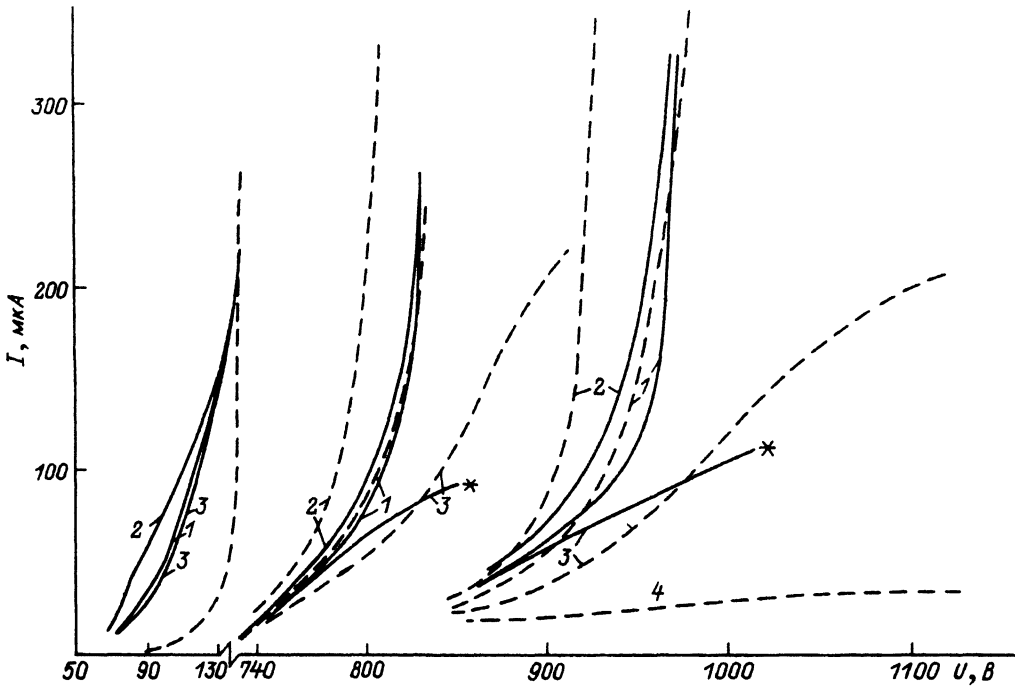


Рис. 2. Семейства экспериментальных (сплошные линии) и теоретических (штриховые) ВАХ  $p-n$  переходов при разных градиентах температуры.

$dT/dx$ , К/см: 1 — 0, 2 — 900, 3 — 900, 4 — 10 000. При построении теоретических кривых использовались следующие, начиная с семейства при наименьших  $U$ , значения  $N$ , см<sup>-3</sup>:  $2,76 \cdot 10^{15}$ ,  $2,07 \cdot 10^{14}$ ,  $1,7 \cdot 10^{14}$ ; величина  $I_D$  во всех случаях была равна 1 мкА. Теоретические значения напряжения пробоя при  $dT/dx=0$  соответственно таковы (в В): 142, 870, 1012.

разогрева, который всегда только уменьшает ток [1]. Неоднородный разогрев с  $dT/dx < 0$ , как и однородный, уменьшает ток (осциллограммы 4 и 5). Однако при этом уменьшение тока в случае неоднородного разогрева сильнее, чем при однородном (осциллограммы 4 и 6).

Таким образом, при обоих знаках градиента температуры поведение тока не объясняется теорией ударной ионизации.

Для более полного отображения влияния градиента температуры на ток осциллограммы типа осциллограмм 3—5 на рис. 1, б были сняты на разных  $p-n$ -переходах при различных амплитудах импульса напряжения. По ним для отмеченного на рис. 1, б момента времени  $t_m$ , когда согласно кривой 2 в образце реализуется максимальное значение градиента температуры, были построены вольт-амперные характеристики (ВАХ) различных  $p-n$ -переходов. Непрерывные линии на рис. 2 дают семейства таких ВАХ для трех  $p-n$ -переходов с разными напряжениями пробоя. Из сравнения кривых различных семейств видно, что с увеличением напряжения пробоя (напряжения начала резкого роста тока) растет эффективность действия градиента температуры на ток. При этом градиент температуры изменяет и напряжение пробоя.

2. Сопоставим изложенные результаты с теорией [2]. Неоднородный разогрев области пространственного заряда  $p-n$ -перехода приводит к возникновению в ней градиентов дрейфовых скоростей электронов и дырок. Согласно теории [2], эти градиенты скоростей являются причиной деформации (растяжения, сжатия) дрейфующих через ОПЗ пакетов электронов и дырок, что приводит к возникновению в  $p-n$ -переходе дополнительных зарядов. Если концентрации электронов

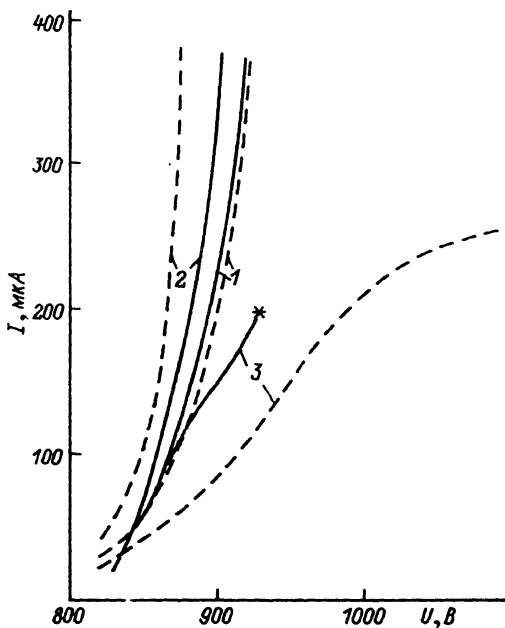


Рис. 3. Экспериментальные ВАХ, снятые с использованием коротких импульсов напряжения (сплошные линии), и соответствующие им теоретические ВАХ (штриховые).

Обозначения кривых совпадают с таковыми на рис. 2.  $N = 1.82 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , теоретическое значение напряжения пробоя при  $dT/dx = 0 - 942 \text{ В}$ .

и дырок в ОПЗ достаточно велики, то их перераспределение нейтрализует эти заряды. При этом в зависимости от знака градиента температуры в ОПЗ возникают (или исчезают) неравновесные электронно-дырочные пары. Выражение для скорости возникновения пар формально подобно скорости генерации пар при ударной ионизации.

Появление пар приводит к изменению тока. При этом, поскольку в отличие от генерации пар при ударной ионизации пары могут как возникать, так и исчезать, то в зависимости от направления градиента температуры ток может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Для построения по формулам работы [2] теоретических ВАХ нужно задать параметры теории  $N$  и  $I_n$  ( $N$  — концентрация акцепторов в  $p$ -области  $p$ - $n$ -перехода). Она однозначно связана с напряжением пробоя. На величину  $I_n$  нормируются значения тока теоретической ВАХ. Изменяя  $N$  и  $I_n$ , можно сдвигать, несколько деформируя, ВАХ вдоль координатных осей. Параметры  $N$  и  $I_n$  для каждого из семейств кривых рис. 2 (каждого исследованного  $p$ - $n$ -перехода) находились из условия наилучшего совпадения теоретической и экспериментальной ВАХ при  $dT/dx = 0$  для наибольших реализованных в эксперименте значений  $U$ . Определенные таким образом значения  $N$  практически совпадали со значениями, полученными из вольт-фарадных характеристик  $p$ - $n$ -переходов, а  $I_n$  были порядка обратных токов  $p$ - $n$ -переходов до пробоя.

Теоретические ВАХ проведены на рис. 2 штриховыми линиями и отмечены такими же значками, что и соответствующие им экспериментальные ВАХ. Из их сравнения видно, что теория объясняет эксперимент и согласуется с ним в отношении характера изменения тока (увеличения, уменьшения) градиентами разных направлений и усиления влияния градиента температуры на ток с уменьшением  $N$  и увеличением напряжения пробоя. Однако наблюдавшегося

слияния при больших  $U$  экспериментальных кривых (2, 3) теоретические кривые не обнаруживают.

Это слияние обусловлено не учтенным в теории разогревом образца протекающим через него током, который нивелирует воздействие внешнего разогрева. Такое объяснение подтверждают представленные на рис. 3 вольт-амперные характеристики, снятые в момент времени  $t$  с использованием коротких импульсов напряжения длительностью 6 мкс, которые не разогревали образец. В отличие от кривых, снятых на длинных импульсах, и в соответствии с теорией они не сближаются и тем более не сливаются.

Из данных рис. 3 следует, что теория и эксперимент согласуются не только качественно, но и по порядку величины изменения токов и напряжений, вызываемого градиентами температуры.

При больших градиентах температуры и малых  $N$  теория предсказывает насыщение тока (см. теоретическую кривую 4 на рис. 2). Такое насыщение наблюдать не удалось. При значениях  $U$  и  $I$ , отмеченных на рис. 2, 3 звездочками, ток резко нарастал и образец раскалывался на несколько частей. Отметим, что в момент, предшествовавший раскалыванию, ток был много меньше, чем в отсутствие градиента температуры, а напряжение — значительно больше напряжения пробоя. Раскалывание может быть результатом уменьшения на каком-либо участке  $p-n$ -перехода градиента температуры, что при  $U$ , значительно большем напряжения пробоя, приводит к резкому нарастанию на этом участке тока, его локальному разогреву и разрушению образца.

В заключение отметим, что неоднородный разогрев области пространственного заряда  $p-n$ -перехода током ударной ионизации может приводить к значительно более сильным эффектам, чем отмеченное слияние кривых, например полному прекращению тока ударной ионизации. Подобные явления могут иметь место и при микроплазменном пробое. Такие данные у авторов имеются и будут опубликованы отдельно.

Авторы благодарны С. Б. Грязнову за полезные обсуждения и помощь при построении теоретических кривых.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой  $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [2] Добровольский В. Н., Грязнов С. Б. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 8. С. 1366—1374.

Киевский государственный университет  
им. Т. Г. Шевченко

Получена 14.05.1991  
Принята к печати 10.07.1991