

©1995 г.

## САМОВЫКЛЮЧЕНИЕ ТОКА УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДЕ

*В.Н.Добровольский, А.В.Романов, С.Б.Грязнов*

Киевский университет,  
252127, Киев, Украина

(Получена 25 апреля 1994 г. Принята к печати 11 ноября 1994 г.)

Исследован эффект резкого уменьшения тока ударной ионизации в  $p$ - $n$ -переходе в условиях, близких к лавинному пробую. Показано, что обнаруженный эффект обусловлен неоднородным продольным разогревом области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода.

Известно, что коэффициенты ударной ионизации электронов  $\alpha_{nE}$  и дырок  $\alpha_{pE}$  в полупроводнике уменьшаются с повышением температуры [1]. Это уменьшает ток ударной ионизации. При разогреве кремниевых  $p$ - $n$ -переходов длительными импульсами тока в условиях, близких к лавинному пробую, нами наблюдалось почти полное прекращение тока ударной ионизации. Однако обнаруженный эффект вызывает не уменьшение величин  $\alpha_{nE}$  и  $\alpha_{pE}$ . Он обусловлен механизмом изменения тока ударной ионизации, исследованным в работах [2-4]. Этот механизм включается в результате возникновения вдоль области пространственного заряда (ОПЗ)  $p$ - $n$ -перехода градиентов дрейфовых скоростей электронов и дырок. К ним приводит неоднородность разогрева ОПЗ.

### 1. Прекращение тока ударной ионизации

Использовались кремниевые  $p$ - $n$ -переходы, такие как в работе [2]. Их напряжения лавинного пробоя  $U_b$  были разными, а  $p$ -области кристаллов более высокоомными, чем  $n$ -области ( $n^+$ - $p$ -переходы). Экспериментальные образцы имели форму дисков диаметром  $d = 1.8$  мм и толщиной  $w = 0.25$  мм,  $p$ - $n$ -переход располагался посередине. Контакты к диску изготавливались электролитическим осаждением никеля, на который напылялось золото. Исследуемый образец зажимался между двумя латунными пружинками, либо между двумя другими подобными ему образцами, как это делалось в экспериментах [2]. Измерения проводились также и на диодах марки КД-243. В них кристаллы, такие же как описанные, были заключены в пластмассовые корпуса. Несмотря на разницу в отводе тепла, результаты измерений в перечисленных случаях отличались друг от друга не более чем на (40-50)%. Далее приводятся данные для первого случая.

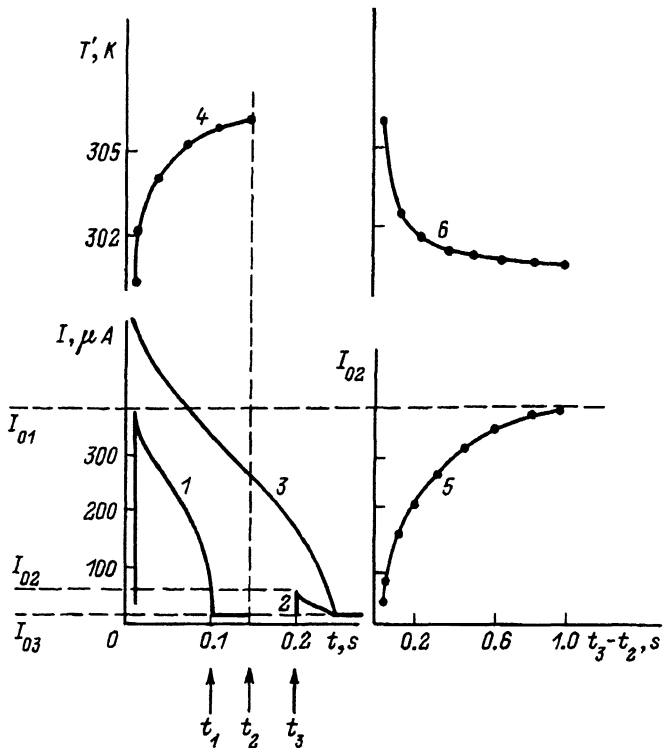


Рис. 1. Осциллограммы тока  $I$  при напряжениях  $U$ , В: 1, 2 — 400, 3 — 405, 4 — зависимость температуры  $T'$  от времени  $t$  при протекании импульса тока 1; 5 — зависимости амплитуды  $I_{02}$  импульса тока 2 от промежутка времени  $(t_3 - t_2)$  между импульсами 1 и 2; 6 — изменение  $T'$  после окончания импульса тока 1.

К  $p$ - $n$ -переходу в заперном направлении прикладывались одиночные прямоугольные импульсы напряжения  $U$  и снимались осциллограммы тока  $I$ . Длительность импульсов составляла 0.1 с и более. Она значительно превышала длительность импульсов, обычно используемых при исследовании ударной ионизации. При  $U < U_i$ , где  $U_i$  — напряжение начала ударной ионизации в  $p$ - $n$ -переходе, осциллограммы тока не отличались от известных. Они представляли собой прямоугольные импульсы. В случае  $U > U_i$  первоначально протекал большой ток  $I_{01}$  (осциллограмма 1 на рис. 1). Он обусловлен ударной ионизацией. Со временем  $t$  ток уменьшался до значения  $I_{03}$ . При неизменном  $U$  такое значение тока сохранялось сколь угодно долго. Ток  $I_{03}$  был порядка величины тока до начала ударной ионизации.

Выключение напряжения  $U$  в отмеченный на рис. 1 вертикальной штриховой прямой момент  $t_2$ , а затем его включение в момент  $t_3$  приводило к увеличению тока до значения  $I_{02}$  (осциллограмма 2). При этом амплитуда  $I_{02}$  росла с увеличением промежутка  $(t_3 - t_2)$  (рис. 1, кривая 5). При неизменном промежутке  $(t_3 - t_2)$  разность  $(I_{01} - I_{02})$  увеличивалась с ростом  $U$  (рис. 2, кривые 1 и 2). Увеличение напряжения  $U$  удлиняло процесс уменьшения тока и мало изменяло значение  $I_{03}$  (ср. осциллограммы 1 и 3 на рис. 1). Описанные эффекты проявля-

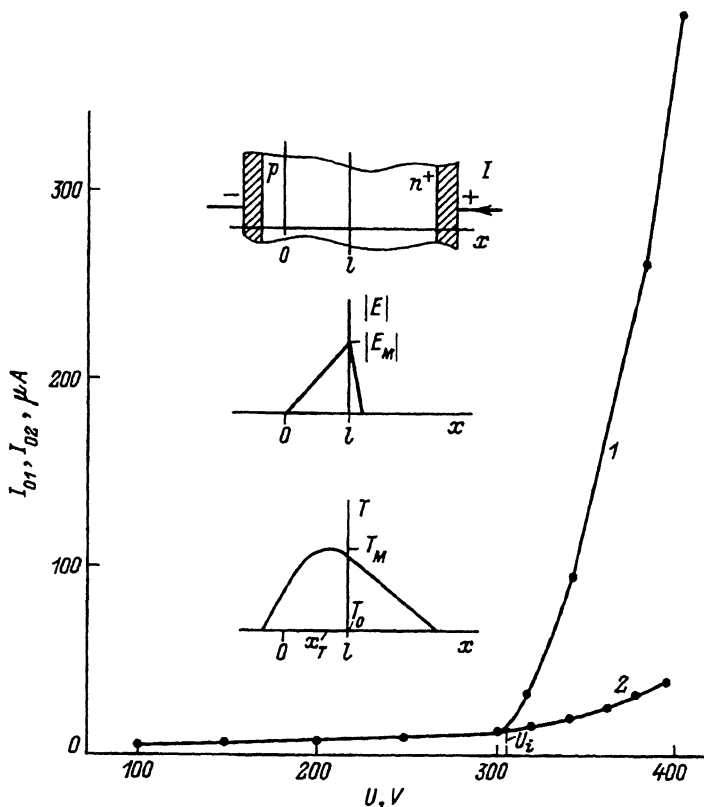


Рис. 2. Зависимости амплитуд импульсов тока  $I_{01}$  и  $I_{02}$  от  $U$  при  $t_2 = 0.10$  с (1) и  $t_3 - t_2 = 0.12$  с (2). На вставке изображен фрагмент образца и схематически показано распределение вдоль образца напряженности электрического поля  $E$  и температуры  $T$ . Точки  $x = 0$  и  $x = l$  — границы  $p$ -области пространственного заряда,  $T_M$  — максимальное теоретическое значение температуры образца,  $T_0$  — температура окружающей среды.

ли тенденцию усиливаться с ростом  $U_b$ . Изменение тока происходит медленно. Это дает основание предположить, что его причиной является либо захват электронов (дырок) на глубокие уровни в ОПЗ [1], либо разогрев этой области током. С целью проверки первого предположения описанные выше измерения были проведены в диапазоне температур (77–306) К. Оказалось, что для одинаковых значений энергии первого импульса их результаты практически идентичны при всех температурах. Кроме того, в промежутке ( $t_3 - t_2$ ) между двумя импульсами напряжения (см. осциллограммы 1 и 2 на рис. 1) через  $p$ - $n$ -переход в проходном направлении пропускался ток величиной 1 А. Он создавал в нем большую концентрацию инжектированных электронов и дырок. Однако такое воздействие никак не влияло на второй импульс тока.

Таким образом, обнаруженные эффекты неизменны в широком диапазоне температур образца и на них не влияет сильная инжекция носителей. Это говорит о том, что захват носителей не является причиной их возникновения. Для проверки второго предположения были проведены эксперименты, описанные в следующем разделе.

## 2. Разогрев области пространственного заряда $p$ - $n$ -перехода

Предварительно при напряжении  $u \ll U$  была снята зависимость обратного тока  $p$ - $n$ -перехода  $i$  от температуры образца  $T$ . Затем в описанных выше экспериментах приложенное к образцу напряжение  $U$  выключалось в разные моменты времени  $t$ . Через промежуток  $\Delta t$  после выключения (через несколько микросекунд) измерялся ток  $i$ . Величина  $\Delta t$  была больше времени пролета носителей заряда через ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода, но достаточно мала, чтобы пренебречь изменением температурным полем в образце за время  $\Delta t$ . Поэтому зависимости  $i(T)$  и  $i(t + \Delta t)$  позволили найти зависимость некоей средней температуры  $p$ - $n$ -перехода  $T'$  от  $t$ . Она представлена кривой 4 на рис. 1. Измерения тока  $i$  в разные моменты времени  $t_3$  после окончания первого импульса напряжения в момент  $t_2$  (осциллограмма 1 на рис. 1) позволили найти зависимость температуры  $T'$  от  $(t_3 - t_2)$  (рис. 1, кривая 6). Из зависимостей 4 и 6 видно, что нагревание и охлаждение  $p$ - $n$ -перехода происходит за время порядка 0.1 с.

## 3. Обсуждение результатов

Сопоставление изменений токов (рис. 1, кривые 1 и 5) и температуры  $T'$  (кривые 4 и 6) дает основание полагать, что ток изменяется из-за разогрева образца. Однако тривиальное увеличение  $U_b$  вследствие уменьшения с ростом температуры коэффициентов ударной ионизации  $\alpha_{nE}$  и  $\alpha_{pE}$  [1,5] не объясняет наблюдающегося уменьшения тока. Действительно, согласно кривой 1 на рис. 2, в еще неразогретом  $p$ - $n$ -переходе рост тока, обусловленный ударной ионизацией, начинается при 300 В. При снятии последней точки этой кривой к образцу было приложено 400 В и можно утверждать, что  $U_b > 400$  В. Для прекращения (при этом напряжении) пробоя нужно увеличение  $U_b$  по крайней мере на 100 В. Такому увеличению  $U_b$ , согласно приведенным в [5] теоретическим зависимостям  $U_b$  от  $T$ , соответствует разогрев до 500 К. Эта температура превышает граничную температуру функционирования кремниевого  $p$ - $n$ -перехода. Кроме того, увеличением  $U_b$  из-за уменьшения коэффициентов ударной ионизации нельзя объяснить эксперименты при низкой температуре.

Из экспериментов [2,4] и теории [3] следует, что на ударную ионизацию и лавинный пробой может сильно влиять неоднородный продольный разогрев ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода. При этом существенным является не само по себе повышение температуры, а величина ее градиента  $dT/dx$ . Поэтому ток может значительно изменяться даже в случае малого увеличения  $T$ , если оно приводит к большим значениям  $dT/dx$ . Сопоставим полученные данные с результатами названных работ.

Согласно [3], при лавинном пробое плотность тока  $j$  через  $n^+$ - $p$ -переход с неоднородно разогретой ОПЗ (рис. 2).

$$j = M_n I_n,$$

$$M_n = \left\{ 1 - K \int_0^{|E_M|} \alpha_n \exp \left[ K \int_0^{|E|} (\alpha_p - \alpha_n) d|E'| \right] d|E'| \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Величину  $I_n$  можно считать постоянной и порядка  $i$  перед началом пробы.  $K = \kappa/4\pi eN$ ,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $N$  — концентрация акцепторов,  $E_M = (2U/K)^{1/2}$  — максимальная напряженность электрического поля. В неразогретом  $p$ - $n$ -переходе, когда  $dT/dx = 0$ , величины  $\alpha_n$  и  $\alpha_p$  равны соответственно  $\alpha_{nE}$  и  $\alpha_{pE}$ , а  $M_n$  представляет собой коэффициент умножения электронов. Неоднородный разогрев изменяет зависимости дрейфовых скоростей электронов  $v_n$  и дырок  $v_p$  от расстояния  $x$  и по этой причине изменяются концентрации носителей заряда в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода. Влияние этих процессов на ток можно описать, представив  $\alpha_n = \alpha_{nE} + \alpha_{v_n}$  и  $\alpha_p = \alpha_{pE} + \alpha_{v_p}$ , где

$$\alpha_{v_n} = \frac{v_p}{v_p - v_n} \frac{1}{v_n} \frac{\partial v_n}{\partial T} \frac{dT}{dx},$$

$$\alpha_{v_p} = \frac{v_n}{v_p - v_n} \frac{1}{v_p} \frac{\partial v_p}{\partial T} \frac{dT}{dx}. \quad (2)$$

По формуле (1) для реализовавшихся в экспериментах условий и при разных значениях  $I_n$  были построены зависимости  $M_n$  от  $U$ . Необходимые для такого построения зависимости температуры  $T$  от  $x$  находились из численного решения уравнения теплопроводности. При его решении учитывалось выделение тепла только в ОПЗ, где падает наибольшая часть напряжения  $U$ .

В сравнении с электронными процессами разогрев медленен. Это позволило при рассмотрении кинетики разогрева и остывания образца использовать выражение для тока (1), полученное в стационарных условиях. Температура образца до включения напряжения  $U$  и температура его контактов в течение всего времени полагались равными температуре окружающей среды. В проведенных расчетах стационарное температурное поле в образце устанавливалось за время порядка времени диффузии тепла вдоль образца  $w^2/D_T \approx 0.001$  с, где  $D_T$  — коэффициент тепловой диффузии. За время того же порядка происходило

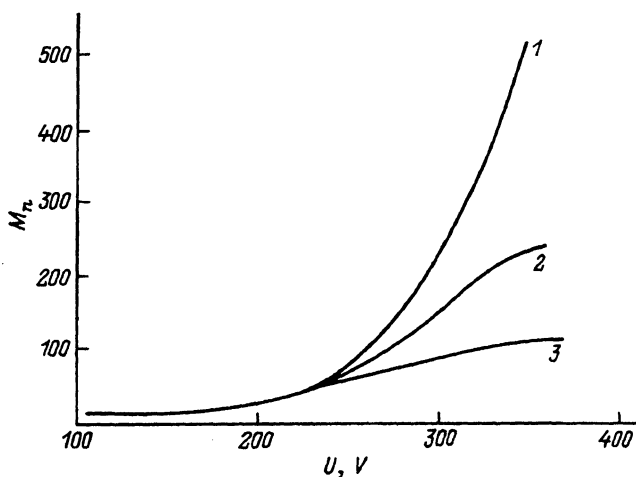


Рис. 3. Теоретические зависимости коэффициента умножения электронов  $M_n$  от напряжения  $U$ : 1 — в отсутствие разогрева, 2, 3 — с учетом разогрева при  $I_n$  равном, соответственно, 0,01 и 0,1 А.

и остывание образца. На рис. 3 приведены стационарные зависимости  $M_n$  от  $U$  в отсутствие разогрева (1) и для разогрева (2,3) при двух значениях  $I_n$ . Последние были выбраны такими, чтобы теоретические изменения тока с разогревом были близки к экспериментальным.

Интенсивность выделения тепла равна  $iE$ . Напряженность электрического поля распределена в  $n^+ - p$ -переходе резко асимметрично относительно металлургической границы перехода  $x = l$ : длина области высокого поля в  $p$ -области перехода много больше, чем в его  $n$ -области (рис. 2). По этой причине основное тепловыделение происходит в  $p$ -области пространственного заряда, т.е. при  $x < l$ . Его интенсивность максимальна в плоскости  $x = l$ . Выделяемое тепло уносится в контакты противоположно направленными тепловыми потоками, пропорциональными  $dT/dx$ . Формируемое стационарное распределение температуры представляет собой кривую с максимумом в точке  $x_T$ . Через плоскость  $x = x_T$  тепловой поток не протекает. Эта плоскость располагается таким образом, что полное количество тепла, выделяемое в единицу времени при  $x < x_T$ , равно тепловому потоку в контакт, присоединенный к  $p$ -области перехода, а при  $x > x_T$  — в контакт к  $n$ -области. При этом асимметрия в выделении тепла приводит к тому, что  $x_T < l$  и в части  $p$ -области  $dT/dx < 0$ . Эту особенность температурного поля интересно сопоставить с результатами теории [3]. Согласно этой теории, только разорев с  $dT/dx < 0$  приводит к уменьшению тока ударной ионизации в  $n^+ - p$ -переходе, а в случае  $dT/dx > 0$  ток растет. В связи с этим можно думать, что возникновение в  $p$ -области участка с  $dT/dx < 0$  является необходимым условием для уменьшения тока. Кривой 2 на рис. 3 соответствует максимальное повышение температуры на 5 К и максимальное значение модуля отрицательного градиента температуры около  $5 \cdot 10^3$  К/см. В случае кривой 3 эти величины равны 20 К и  $5 \cdot 10^4$  К/см.

Теория качественно согласуется с результатами экспериментов. Однако теоретические значения токов по крайней мере на 4–5 порядков больше, а времена нагрева и остывания на порядок меньше экспериментальных. Подобная ситуация сохраняется и в случае, если в задаче разогрева изменить условия отвода тепла, считая при решении уравнения теплопроводности образец бесконечно длинным. В связи с этим обратим внимание на следующее. С началом ударной ионизации ток через  $p - n$ -переход практически полностью складывается из токов отдельных лавин, возникающих в его ОПЗ. Размеры поперечных сечений каналов лавин меньше сечения образца. Лавины инициируются электронами и дырками, поставляемыми тепловой генерацией непосредственно в самой ОПЗ и приходящими из нейтральных  $p$ - и  $n$ -областей. Электроны приходят из  $p$ -области, а дырки — из  $n$ -области. Не каждый из указанных носителей заряда создает лавину, однако вероятность ее возникновения растет с увеличением их числа.

До прохождения первой лавины (либо одновременного, либо близкого по времени прохождения нескольких первых лавин) в технологически совершенном  $p - n$ -переходе вероятность возникновения лавины одинакова во всех точках поперечного сечения его ОПЗ. Потом ситуация изменяется. Вероятность возникновения лавин в каналах их первого прохождения может увеличиться (из-за роста темпа попадания в них электронов и дырок) по отношению к значению этой характеристики в остальных частях сечения  $p - n$ -перехода. При этом в принципе могут реализоваться следующие возможности.

1. Вылетающие из лавины высокоэнергетические электроны путем ударной ионизации увеличивают концентрацию дырок в нейтральной  $n^+$ -области перехода. Затем эти дырки поступают в канал.

2. Ток лавины из-за падения напряжения на нейтральных областях уменьшает напряженность поля в канале лавины и в прилегающей к ней части ОПЗ. Это уменьшает коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок. Однако биполярный дрейф электронов в радиальном поле в высокоомной нейтральной  $p$ -области перехода вблизи выхода лавины увеличивает поступление электронов в канал.

3. Разогрев током лавины канала увеличивает в нем темп тепловой генерации электронов и дырок.

Таким образом, возможна положительная обратная связь, когда возникновение где-либо лавины увеличивает вероятность возникновения там же последующих лавин. Эта связь делает протекание тока и разогрев ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода неоднородными по поперечному сечению образца.

4. Наконец, согласно теории [6,7] в возникающем при ударной ионизации подвижном заряде возможно формирование токового шнура.

Количественное рассогласование теории и эксперимента можно объяснить неоднородным протеканием тока, при котором его большая часть протекает в разогретых локальных участках, где плотности тока и градиенты температуры достаточно велики для действия рассматриваемого механизма уменьшения тока ударной ионизации.

Выделение тепла в основном в локальных участках поперечного сечения ОПЗ удлиняет времена увеличения и уменьшения средней температуры  $p$ - $n$ -перехода  $T'$  по сравнению с приведенными выше теоретическими значениями времен розогрева и остывания образца. Действительно, величина  $T'$  определяется по обратному току  $p$ - $n$ -перехода. Первоначальный рост этого тока обусловлен ростом температуры локальных участков. Поперечные потоки уносят из них тепло в части образца, непосредственно не разогреваемые током. Это замедляет рост температуры этих участков и возрастание обратного тока  $p$ - $n$ -перехода. При остывании тепло уносится из ОПЗ продольными потоками тепла, пропорциональными градиентам температуры в этом направлении. Перераспределение тепла поперечными потоками из более нагретых в менее нагретые места уменьшает эти градиенты и замедляет процесс остывания. Характерное время перераспределения тепла порядка  $d^2/D_T \sim 0.04$  с. Ослабление из-за неоднородности розогрева теплообмена между местами выделения тепла и окружающей средой приводит к слабому влиянию температуры среды на исследованные эффекты.

В пользу неоднородности распределения по поперечному сечению ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода температуры и плотности тока свидетельствует еще и следующее. В предположении однородного распределения тока численно была решена задача розогрева образца импульсом тока типа представленного кривой 1 на рис. 1. Полученное повышение температуры  $p$ - $n$ -перехода оказалось на порядки меньше наблюдаемого увеличения  $T'$  на величину 6 К. При использованном способе определения температуры  $T'$  такой результат может получиться при розогреве каких-то участков ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода сильнее, чем на 6 К. Это может реализоваться лишь при наличии в переходе мест с плотностью тока, большей ее среднего по сечению значения.

Протекание (после резкого падения тока от значения  $I_{01}$ , см. осциллограмму 1 на рис. 1) начиная с момента  $t_1$ , постоянного тока  $I_{03}$  можно объяснить следующим образом. С момента  $t_1$  в образце устанавливается стационарное температурное поле. В нем охлаждение разогретых мест выходящими из них тепловыми потоками компенсируется их разогревом протекающим током. Это согласуется с оценками теплового потока из ОПЗ  $p-n$ -перехода и выделяемой в ней мощности. По осциллограмме 1 на рис. 1 было определено количество теплоты, выделенное в ОПЗ  $p-n$ -перехода импульсом тока в промежутке времени  $0 \div t_1$ . Деление его на время полного остывания (см. осциллограмму 6) дает для охлаждающего потока величину порядка  $10^{-2}$  Вт, которая близка к мощности  $0.4 \cdot 10^{-2}$  Вт, выделяемой в ОПЗ перехода током  $I_{03}$ .

В заключение отметим, что выключение тока ударной ионизации наблюдалось и в  $p^+ - n$ -переходах. В качестве таковых использовались переходы, результаты исследования которых представлены в работе [4].

### Список литературы

- [1] И.В. Грехов, Ю.Н. Серезкин. *Лавинный пробой  $p-n$ -перехода в полупроводниках* (Л., 1980).
- [2] В.Н. Добровольский, А.В. Романов. *ФТП*, **26**, 1361 (1992).
- [3] В.Н. Добровольский, С.Б. Грязнов. *ФТП*, **26**, 1366 (1992).
- [4] В.Н. Добровольский, И.Е. Пальцев. *ФТП*, **28**, 266 (1994).
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1994) ч. 1.
- [6] Э.С. Грибников. *ФТП*, **11**, 2111 (1977).
- [7] Р.В. Конакова, П. Кордаш, Ю.А. Тхорик, В.И. Файнберг, Ф. Штофаник. *Прогнозирование надежности полупроводниковых лавинных диодов* (Киев, 1986).

Редактор Т.А. Полянская

### Spontaneous switching off the impact ionization current in $p-n$ -junction

*V.N.Dobrovolsky, A.V.Romanov, S.B.Gryaznov*

Kiev State University, 252127 Kiev, The Ukraine