

Механизм выключения микроплазм при лавинном пробое $p-n$ -структур кремния

© А.М. Мусаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

E-mail: akhmed-musaev@yandex.ru

(Получена 31 марта 2016 г. Принята к печати 4 апреля 2016 г.)

Исследован возможный механизм выключения естественных микроплазм в кремниевых $p-n$ -переходах. Показано, что эффект выключения не является случайным процессом, а имеет в основе определенный физический механизм. Механизм связан с формированием на концах канала микроплазменного пробоя варизонных областей, обусловленных термоупругими напряжениями, и перераспределением электрического поля в области месторасположения микроплазм.

Микроплазменный (МП) пробой обратно смещенных $p-n$ -структур является общим явлением, присущим лавинному пробое реальным $p-n$ -переходов в Si, Ge, GaAs, GaP и т.д. Микроплазмы имеют значительно более низкое напряжение лавинного пробоя по сравнению с однородными областями $p-n$ -перехода и обусловлены локальным увеличением напряженности электрического поля или же локальным увеличением коэффициентов ионизации [1]. При микроплазменном пробое подразумевается участие структурных несовершенств (дислокации) и дефектов $p-n$ -структур. Вблизи дислокаций расположены области упругой деформации кристаллической решетки, которые могут привести к уменьшению ширины запрещенной зоны кремния до ~ 0.4 эВ [2]. Так как пороговая энергия ионизации пропорциональна ширине запрещенной зоны, упругая деформация приводит к увеличению локального коэффициента ионизации. С дислокациями связаны и другие факторы, приводящие к снижению напряжения лавинного пробоя, так как дислокации являются центрами осаждения и повышения коэффициентов диффузии примесей, что может привести к локальному сужению области пространственного заряда (ОПЗ). В работах [3,4] исследованы дислокации, точечные дефекты в кремнии и связанные с ними локализованные энергетические состояния, а также кинетические явления в деформированных кристаллах Si. В этих работах экспериментально показано, что в запрещенной зоне кристалла существуют глубокие уровни, обусловленные дислокациями, которые соответствуют состояниям электронов, локализованных в ядрах дислокаций с краевыми компонентами. Имеется много экспериментальных работ, в которых приведена корреляция между распределением дислокаций и МП, но также имеются исследования, где отрицаются прямые связи дислокаций с МП [1]. Поэтому роль дислокаций в возникновении микроплазменного пробоя остается не до конца исследованной.

При микроплазменном пробое в базовых областях $p-n$ -перехода происходит тепловая генерация электронно-дырочных пар, и неосновные носители, подходящие к концам МП, подхватываются полем и могут дать начало лавине. В высоковольтных $p-n$ -переходах преобладающим механизмом микроплазменного

пробоя является термогенерация носителей в ОПЗ. Если включение МП можно связать с вышеприведенными факторами, то выключение МП считается случайным процессом, т.е. имеет вероятностный характер. Экспериментальной идентификации механизма выключения МП по настоящее время не имеется и выключение МП считается обоснованным, статистической флуктуацией числа ионизационных столкновений в ОПЗ. При этом пространственный заряд носителей стабилизирует лавинный процесс и устанавливает вид потенциальной функции для вероятности выключения МП, которая обусловлена соотношением числа носителей в МП к числу примесных атомов в этой области ОПЗ [1,5]. Вольт-амперные характеристики МП имеют свои особенности, которые приведены в работе [1]. В работе [6] исследована зависимость вероятности выключения МП от величины протекающего тока, где показано, что с увеличением тока на один порядок вероятность выключения уменьшается на десять порядков.

С учетом вышеприведенного, в данной работе исследован один из возможных механизмов выключения естественных микроплазм в кремниевых $p-n$ -переходах, исключая эффект случайного их выключения. Этот механизм связан с формированием варизонных областей на концах канала микроплазменного пробоя и перераспределением электрического поля в области месторасположения МП. Причиной трансформации зонных энергетических уровней являются термоупругие напряжения, обусловленные локальным характером рассеиваемой мощности в канале микроплазменного пробоя и соответствующим распределением температуры.

Экспериментальные исследования микроплазменного пробоя проводились на диффузионных p^+-n-n^+ -структурах, изготовленных на базе n -Si с $\rho = 40$ Ом·см по диффузионной технологии с применением в качестве диффузантов: бора, фосфора и алюминия. Глубина залегания $p-n$ -перехода составляла $\sim 120-128$ мкм, толщина структуры ~ 250 мкм, диаметр — 1.8 мм. Напряжение микроплазменного пробоя лежит в диапазоне $\sim 980-1050$ В.

Оценка геометрических размеров МП проводилась исходя из напряжения лавинообразования. Диаметр МП

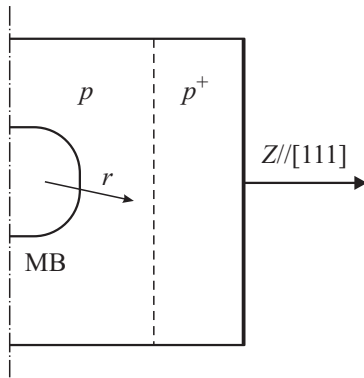


Рис. 1. Геометрия и условные обозначения области расположения микроплазмы.

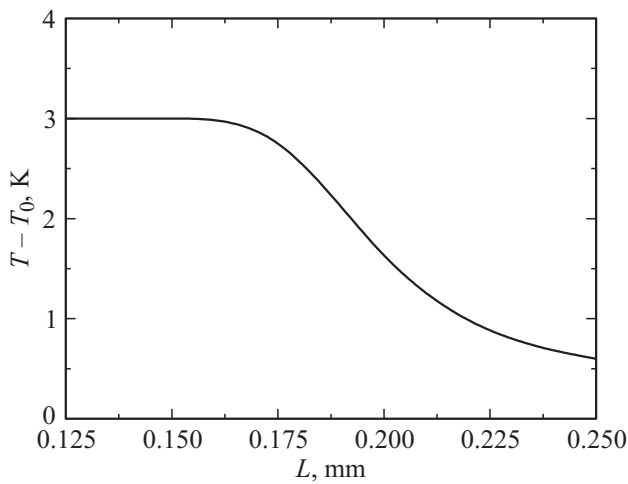


Рис. 2. Распределение температуры по оси микроплазмы $Z \parallel [111]$ в $p^+ - p$ -области структуры при температуре МП $T_m = 3$ К.

рассчитывался по термическому сопротивлению R_t , исходя из требований, предъявляемых к высоковольтным p - n -переходам [1,7]. С учетом вышеприведенного, длина и диаметр МП в исследованных структурах составляют: $\sim L_m = 80$ мкм, $\sim D_m = 40$ мкм соответственно. На рис. 1 показаны геометрия и условные обозначения области расположения микроплазмы.

Протекание тока через МП сопровождается выделением в данной области энергии $Q(z, t)$ в виде тепла и повышением ее температуры. Распределение температуры в окрестности МП зависит не только от времени протекания тока, но и от диаметра МП. Температурное поле в пространстве обладает симметрией относительно оси МП. В условиях адиабатического разогрева распределение температуры можно определить из следующего соотношения:

$$T(z, t) = Q(z, t)/V(z)c \cdot \delta + T_0, \quad (1)$$

где c — теплоемкость, δ — удельный вес, $V(z)$ — распределение объема МП по координате Z , T_0 — температура образца.

Превышение температуры в области МП зависит от амплитуды и длительности импульса выделяемой мощности и в среднем составляет $\Delta T \approx 3 - 5$ К, что соответствует данным, приведенным в [1] (см. также ссылки, приведенные в этой работе): $\Delta T \approx 3 - 10$ К.

На рис. 2 показано рассчитанное распределение температуры по оси МП в $p^+ - p$ -области структуры, при разогреве центральной области МП до температуры $T_m = 3$ К.

Возрастание температуры в объеме МП и ее градиентное распределение по периферии приводит к возникновению локальных термоупругих напряжений. При малом термическом возмущении, когда $T_m/T_0 \ll 1$, данную задачу можно рассмотреть как квазистатическую задачу термоупругости, т.е. как линейную. В силу принципа Сен-Венана, величина и характер распределения термоупругих деформаций имеют существенные значения только в непосредственной близости области термического расширения. Координатное распределение термоупругих напряжений осесимметрично, концентрировано в малом объеме и имеет существенно неоднородный характер. Область градиента температуры совпадает с областью концентрации термоупругих напряжений. Возникновение подобных локальных, термоупругих напряжений рассматривалось в [8], где исследован эффект возникновения отрицательной дифференциальной проводимости, в структурах кремния n -типа, с сильно асимметричными по площади контактами.

В данной работе для расчета термоупругих напряжений использовались соотношения теории упругости для деформаций в образце, вызванные разогревом, без учета отвода тепла. Исходя из того, что расстояния, на которые распространяется деформация, намного больше, чем постоянные решетки кристалла, для расчета локальных деформаций использовались те же соотношения теории упругости, что и для деформаций в пространстве с областью разогрева в квазистатической постановке.

Из анализа проявляющихся компонентов термоупругих напряжений в пространстве, при наличии источника тепла в объеме следует, что во внутренней области МП действуют незначительные нормальные напряжения. Наиболее существенными из периферийных напряжений являются тангенциальные напряжения в радиальных слоях объема МП. Распределение тангенциальных напряжений в радиальных слоях $\sigma_{(R)}$, с учетом граничных условий, рассчитывалось по следующей формуле [9]:

$$\sigma_{(R)} = 4(1 + \nu)G \cdot \alpha_{T(R)} \cdot T(R), \quad (2)$$

где $G = E/2(1 + \nu)$ — модуль сдвига, E — модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона, $\alpha_{T(R)}$ — коэффициент теплового расширения по изотермическому радиусу микроплазмы R , $T(R)$ — распределение температуры по радиусу R , остальные обозначения показаны на рис. 1.

Учет температурных и кристаллографических зависимостей механических параметров: модуля Юнга — E , коэффициента Пуассона — ν представляют значительные трудности, поэтому для вычисления использовались следующие постоянные значения:

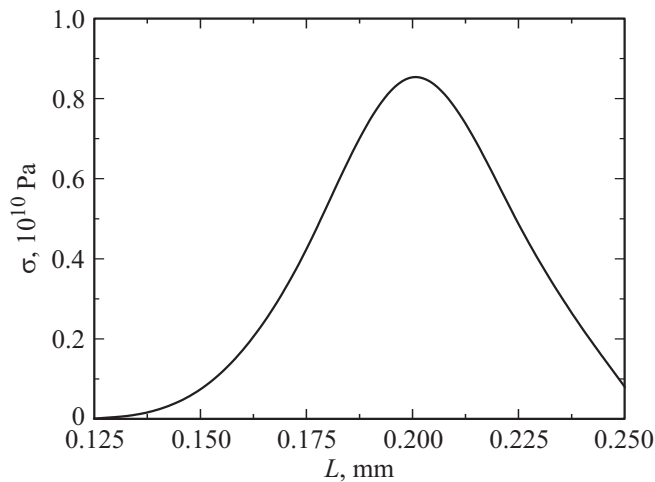


Рис. 3. Распределение тангенциальных сдвиговых термоупругих напряжений по оси $Z \parallel [111]$ микроплазмы.

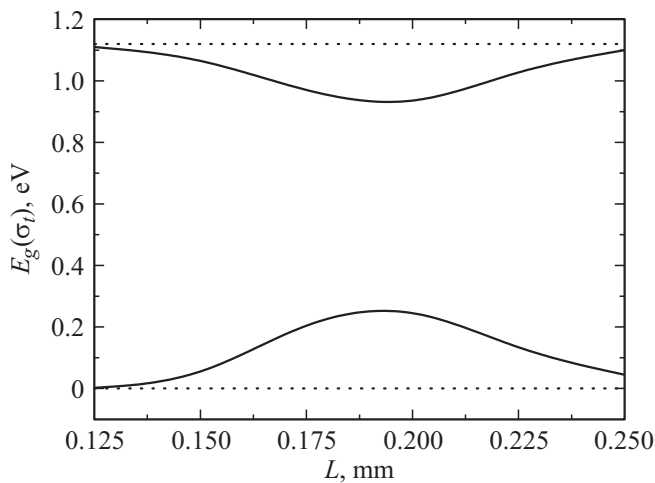


Рис. 4. Смещение зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v , в p^+-p -области перехода по оси микроплазмы $Z \parallel [111]$, обусловленные тангенциальными сдвиговыми компонентами термоупругих напряжений.

$E_{[111]} = 190 \cdot 10^3$ МПа, $E_{[100]} = 130 \cdot 10^3$ МПа, $\nu = 0.3$, α коэффициент линейного теплового расширения $\alpha = (2.6 + 0.0025\Delta T \cdot K^{-1}) \cdot 10^{-6} \cdot K^{-1}$.

На рис. 3 приведено распределение сдвиговых тангенциальных термоупругих напряжений по оси $[111]$ МП.

Как следует из [10], сжатие и растяжение кремния по направлению типа $[111]$ приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны.

Расчитанные зависимости смещения энергетических уровней E_c и ΔE_v в p^+-p -области перехода по оси микроплазмы $z \parallel [111]$ показаны на рис. 4.

Вышеприведенная трансформация энергетических зон приводит к изменению падения напряжения на квазинейтральных областях структуры. В потенциальной яме, сформированной в области между МП и p^+ -переходом, происходит накопление дырок поступающих из области умножения МП. Обогащение данной области носителя-

ми с положительным зарядом приводит к компенсации отрицательного заряда примесных ионов. Когда плотность объемного заряда дырок становится сравнимой с плотностью объемного заряда ионов примеси, ширина ОПЗ растет, что приводит к ослаблению электрического поля в области умножения. Аналогичный эффект ослабления электрического поля реализуется и в области между МП и n^+ -переходом, который обогащается электронами. В других областях ОПЗ эффект менее существен из-за взаимной компенсации заряда электронов и дырок.

При увеличении приложенного напряжения амплитуда импульсов МП растет незначительно, но очень сильно увеличивается длительность импульсов. Эффект увеличения длительности МП с ростом тока можно объяснить расширением области разогрева МП по оси Z . При этом область наибольшего градиента температуры перемещается в глубь базы, в более легированную область структуры, что ослабляет модуляцию ширины области пространственного заряда, соответственно слабо влияет на срыв тока МП.

Отрицательные выбросы обратного тока по окончании импульса МП, наблюдаемые в эксперименте [11], можно объяснить следующими факторами: с увеличением температуры канала МП увеличивается термогенерационная составляющая обратного тока; одновременно с увеличением температуры действует и фактор ослабления напряженности электрического поля, обусловленный термоупругим расширением ОПЗ канала МП. Таким образом, когда действие второго фактора превалирует над первым, может реализоваться отрицательный выброс обратного тока в конце импульса МП.

Свойства микроплазм в $p-n$ -переходах полупроводников: Ge, GaAs, GaP и т. д. аналогичны особенностям МП в Si, поэтому данные результаты могут быть использованы для интерпретации механизмов выключения МП в $p-n$ -структурах на основе этих полупроводников.

Так как с дислокациями связаны факторы, приводящие к снижению напряжения лавинного пробоя, исследование зависимости концентраций дислокаций и точечных дефектов в области пространственного заряда на явления неустойчивости микроплазменного пробоя является существенной задачей, кроме того, здесь могут иметь влияние и эффекты типа мотт-хаббардовского перехода.

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, Ю.Н. Серезжин. *Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках*. (Л. Энергия, 1980) гл. 3, с. 79.
- [2] A.G. Chynoweth, G.L. Pearson. *J. Appl. Phys. Stat.*, **29**, 1103 (1958).
- [3] V.A. Grazhulis, V.V. Kveder, V.Yu. Mukhina. *Phys. Status Solidi (a)*, **44**, 107 (1977).
- [4] V.V. Kveder, Yu.A. Osipyan, W. Schröter, G. Zoth. *Phys. Status Solidi (a)*, **72**, 701 (1982).
- [5] В.К. Аладинский. *ФТП*, **6**, 2034 (1972).
- [6] R. Hall, J.H. Leck. *Int. J. Electr.*, **25**, 529 (1968).

- [7] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М. Наука, 1984) ч. 1.
- [8] А.М. Мусаев. *ФТП*, **49**, 1160 (2015).
- [9] Э. Мелан, Г. Паркус. *Термоупругие напряжения вызываемые стационарными температурными полями* (М., Гос. изд-во физ.-мат. лит. 1958) гл. 8, с. 111.
- [10] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты полупроводниках* (М. Наука, 1972) гл. 5, с. 374.
- [11] В.Н. Добровольский, А.Д. Сырых. *ФТП*, **30**, 1395 (1996).

Редактор Г.А. Оганесян

The mechanism of microplasma breakdown at avalanche breakdown of silicon $p-n$ -structures

A.M. Musaev

Institute of Physics, Daghestan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia

Abstract We have investigated the mechanism of natural microplasma breakdown in silicon $p-n$ -junctions. The breakdown effect is shown to fail to be random process, but stems from the specific physical mechanism. The mechanism associated with the formation at the ends of microplasma breakdown channel of graded-gap regions which are caused by, thermoelastic stresses and redistribution of the electric field in the of microplasma location region.