

Таким образом, получение неравновесной плазмы с помощью безэлектродного разряда возможно лишь в определенных условиях. При высоких и средних  $P$  она существует на ранних его стадиях. При низких  $P$  внутренние области разряда могут экранироваться его границами.

### Список литературы

- [1] Быков Ю. В., Голубев С. В., Гольденберг А. Л., Зорин В. Г. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 4. С. 723—726.
- [2] Грачев Л. П., Есаков И. И., Мишин Г. И., Никитин М. Ю., Ходатаев К. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 389—391.
- [3] Гильденбург В. Б., Ким А. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 1. С. 141—147.
- [4] Гильденбург В. Б., Ким А. В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 4. С. 904—909.
- [5] Грачев Л. П., Есаков И. И., Князев М. П. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1353—1355.
- [6] Бродский Ю. Я., Венедиктов И. П., Голубев С. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 10. Вып. 3. С. 187—190.
- [7] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 307 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
26 мая 1988 г.

В окончательной редакции  
12 октября 1988 г.

## ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ ЛАВИННЫЕ ДИОДНЫЕ СТРУКТУРЫ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

А. Ф. Вильянов, Ю. В. Выжигин, Б. Н. Грессеров, В. В. Елисеев,  
В. М. Лихунова, С. А. Максимова, Н. А. Соболев

Лавинный пробой кремниевых  $p-n$ -переходов большой площади носит микроплазменный характер [1]. ВАХ в режиме лавинного пробоя (а следовательно, и лавинная перегрузочная способность) определяется в основном свойствами микроплазмы (МП): их напряжением пробоя, разбросом между напряжениями включения отдельных МП, площадью, занятой включенными МП. В работе [2] сообщается о диодных структурах с напряжением лавинного пробоя  $U_{пр} = 20-250$  В площадью до  $2 \text{ см}^2$ , в которых при  $j \geq 10 \text{ А/см}^2$  наблюдается на большей части  $p-n$ -перехода лавинный пробой. В работе [3] удалось получить лавинные диоды с  $U_{пр} = 0.5-1.9$  кВ площадью до  $1 \text{ см}^2$ .

Настоящая работа посвящена исследованию возможности создания высоковольтных лавинных диодных структур большой площади. В целом ряде работ [4-7] было показано, что в структурах с  $U_{пр} > 1$  кВ возникновение низковольтных МП связано с образованием в области объемного заряда  $p^+-n$ -перехода структурных дефектов с расположением в верхней половине запрещенной зоны глубокими донорными уровнями. Концентрация глубоких уровней в канале МП может составлять  $3-14 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  [4, 6, 7] в структурах с напряжением пробоя  $U_{пр} = 3-6$  кВ, т. е. относительное снижение напряжения пробоя первых микроплазм может составлять  $0.1-0.3 U_{пр}$  [8]. Поэтому в процессе изготовления диодных структур нами использовались современные технологические методы обработки поверхности полупроводниковых пластин, проведения высокотемпературных процессов и создания контактов, которые позволяли снизить концентрацию глубоких уровней за счет предотвращения проникновения внутрь пластин быстродиффундирующих примесных атомов и снижения степени пересыщения кремния вакансиями или междоузельными атомами.

Исследуемые  $p^+-n-n^+$ -структуры изготавливались с помощью диффузии акцепторных (бора и алюминия) и донорной (фосфора) примесей [3, 5] в нейтронно-легированный кремний с удельным сопротивлением  $140-300 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  (его разброс составлял  $3-5 \%$ ). Глубины залегания  $p^+-n$  и  $n-n^+$ -переходов составляли  $90-100$  и  $20-40$  мкм, поверхностные концентрации бора и фосфора  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , алюминия  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , время жизни дырок в  $n$ -базе диод-

ных структур толщиной 520—620 мкм и площадью 12—23 см<sup>2</sup> составляло  $\tau = 100\text{—}40$  нс. Концентрация глубоких уровней в каналах МП лежала в диапазоне  $1\text{—}4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

На рис. 1 приведены ВАХ диодов площадью 23 см<sup>2</sup>. В области обратных токов более 20 А в структурах с экстраполированным напряжением пробоя 3—6 кВ ВАХ линейны. На участке ВАХ, расположенном перед участком лавинного пробоя, обратный ток был не более 10 мкА при 300 К.

На рис. 2 представлены зависимости дифференциального сопротивления диодных структур  $R_d$  от обратных тока и пробивного напряжения. При плотностях обратного тока  $\sim 1$  А/см<sup>2</sup>

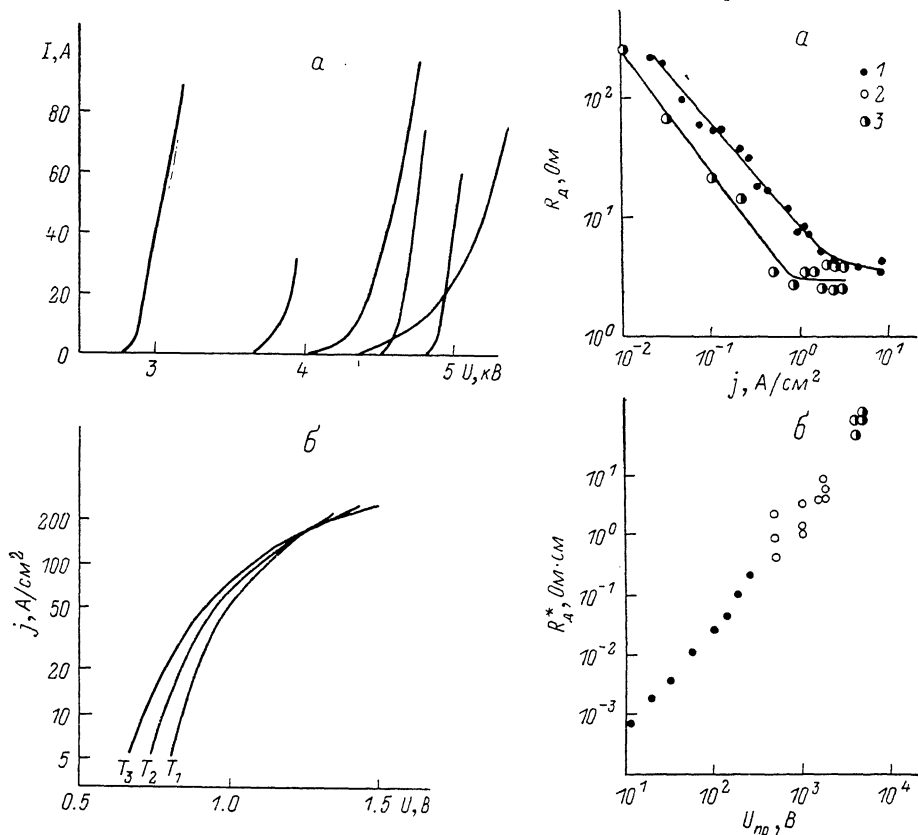


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диодов.

*a* — обратные, измеренные на прямоугольных импульсах длительностью 5 мкс; *б* — прямые ( $T_1 = 25^\circ\text{C}$ ,  $T_2 = 75^\circ\text{C}$ ,  $T_3 = 125^\circ\text{C}$ ).

Рис. 2. Зависимости дифференциального сопротивления от плотности обратного тока (*a*) и пробивного напряжения (*б*).

$$R_d^* = R_d S. \text{ б: } 1 - \text{данные [2], } 2 - [3], 3 - \text{наши.}$$

наблюдается насыщение значений  $R_d$ . Следуя работе [2], можно рассчитать часть площади  $p$ - $n$ -перехода, где наблюдается лавинное умножение носителей заряда, по формуле

$$\delta = R_{\text{послед}} S_{\text{МП}} / R_d S,$$

где  $R_{\text{послед}}$  — последовательное сопротивление МП,  $S_{\text{МП}}$  и  $S$  — площадь МП и диодной структуры.

Последовательное сопротивление МП измерялось из дифференциальной ВАХ и составляло  $R_{\text{послед}} = 3\text{—}6 \cdot 10^5$  Ом. Значения диаметра МП брались из [1]. Оценки показывают, что  $\delta$  близко к единице, т. е. при плотностях обратного тока  $\sim 1$  А/см<sup>2</sup> лавинное умножение происходит на большей части площади  $p$ - $n$ -перехода. На рис. 2, *б* приведены зависимости дифференциального сопротивления от обратного напряжения, пересчитанные для площади 1 см<sup>2</sup> ( $R_d^*$ ). Для сравнения приведены данные работ [2, 3]. Поскольку в нашем случае дифференциальное сопротивление также квадратично зависит от пробивного напряжения, то

подтверждается вывод работы [2], что именно термическая составляющая вносит наибольший вклад в последовательное сопротивление МП.

На рис. 1, б приведены типичные прямые ветви ВАХ диодных структур при различных температурах. Эти зависимости хорошо описываются известными формулами [9] при плотности тока насыщения  $j_s = 10^{-12}$  А/см<sup>2</sup>, температурной зависимости  $\tau \sim T^2$ , а  $j_s/p_i^2 = \text{const}$  ( $T$ ) ( $p_i$  — собственная концентрация носителей заряда) [10]. Отметим, что высокие значения времени жизни дырок в базе (отношение эффективной ширины базы к диффузионной длине неосновных носителей заряда составляет 0.5—1) обеспечивают относительно малые прямые падения напряжения (1.25—1.4 В при токе 4000 А). Увеличение прямых падений при  $j \geq 10$  А/см<sup>2</sup> связано с уменьшением коэффициентов инжекции, а при  $j \geq 100$  А/см<sup>2</sup> существенное влияние начинает оказывать электронно-дырочное рассеяние.

Проведенные исследования показали, что современные технологические методы позволяют изготавливать лавинные диоды на напряжение пробоя 3—6 кВ и рабочий ток 1250 А. При этом для структур с площадью выпрямительного элемента 23 см<sup>2</sup> уже при плотности обратного тока  $\sim 1$  А/см<sup>2</sup> наблюдается лавинное умножение носителей заряда практически по всей площади.

### Список литературы

- [1] Грелов И. В., Серезжин Ю. Н. Лавинный пробой  $p$ — $n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.
- [2] Зубрилов А. С., Шуман В. Б. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1843—1845.
- [3] Евсеев Ю. А. Полупроводниковые приборы для мощных высоковольтных преобразовательных устройств. М.: Энергия, 1978. 193 с.
- [4] Богородский О. В., Воронцова Т. П., Жгутова О. С. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1419—1426.
- [5] Sobolev N. A., Chelnokov V. E. // Proc. 2nd Intern. Autumn School CADEST / Ed. H. Richter Frankfurt, 1987. P. 179—184.
- [6] Астрова Е. В., Волле В. М., Воронков В. В. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 11. С. 2122—2125.
- [7] Выжигин Ю. В., Грессеров Б. Н., Соболев Н. А. // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 3. С. 536—538.
- [8] Дерменжи П. Г., Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н. и др. Расчет силовых полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1980. 185 с.
- [9] Отблеск А. Е., Челноков В. Е. Физические проблемы в силовой полупроводниковой электронике. Л.: Наука, 1984. 238 с.
- [10] Грессеров Б. Н., Мнацаканов Т. Т. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1827—1829.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
3 июня 1988 г.

06; 07; 08

Журнал технической физики, т. 59, в. 10, 1989

## ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СТРУКТУР

В. Г. Акульшин, В. В. Дякин, В. Н. Лысенко, В. Е. Родионов

В последние годы возрос интерес к исследованию влияния акустических волн и колебаний на свойства полупроводниковых и диэлектрических кристаллов. В связи с этим был обнаружен ряд новых эффектов, таких как акустолюминесценция [1], акустохимические реакции [2] и др. Поскольку в настоящее время в микроэлектронике находит все большее применение тонкопленочная технология, то представляет интерес исследование влияния ультразвука на свойства тонкопленочных, в том числе электролюминесцентных структур (ТПЭЛС). ТПЭЛС на основе ZnS, легированного Mn, перспективны для оптоэлектроники в связи с возможностью создания на их основе различного типа индикаторов и устройств отображения информации с высокой яркостью, большой крутизной вольт-яркостной характеристики (ВЯХ), высокой контрастностью изображения и др. [3].

Целью данной работы являлось исследование влияния ультразвуковой обработки на фотоэлектрические характеристики тонкопленочных электролюминесцентных структур.