

## ВЛИЯНИЕ ВКЛЮЧЕНИЙ НА ПРОБОЙ ДИЭЛЕКТРИКОВ

*Институт физики НАН Азербайджана,  
пр. Джавида 33, Az 1143, г. Азербайджан, Баку*

### Введение

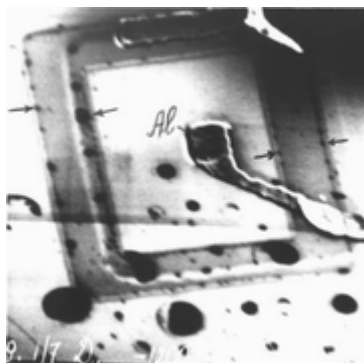
Широкое использование диэлектриков в различных высоковольтных линиях предъявляет высокие требования к их электрической прочности. Как известно, на электрическую прочность диэлектриков существенное влияние оказывают такие включения как сферолиты, ламеллы, кристаллиты и др., образующиеся на различных этапах технологического процесса производства диэлектриков. Концентрация, размеры и зарядовое состояние этих включений в зависимости от температурно-временного режима их получения меняются в широких пределах. Несмотря на то, что электрическая активность включений в диэлектриках определяется указанными параметрами, в известной литературе отсутствуют данные по влиянию размеров и зарядового состояния включений на электрическую прочность диэлектриков.

В данной работе проведено детальное исследование влияния размеров и зарядового состояния включений (независимо от их природы) на электрическую прочность диэлектриков.

### Теория и эксперимент

Поставленная задача решалась на основе модели заряженного шара, внесенного в однородное электрическое поле [1, 2].

В качестве объекта исследования выбраны скопления точечных дефектов (СТД), имеющие форму шара и локализованные в слое объемного заряда (СОЗ)  $p$ - $n$ -переходов кремниевых интегральных микросхем. Такой выбор был обусловлен тем, что отсутствие свободных носителей в слое объемного заряда обратных смещенных  $p$ - $n$ -переходов полностью реализует условия и состояние диэлектрика, внесенного в однородное электрическое поле. На таких образцах небольшими вариациями внешнего обратного смещения можно добиваться сильного изменения электрического поля в СОЗ  $p$ - $n$ -переходов. Таким образом, отпадает необходимость в создании громоздких экспериментальных установок для создания сильных электрических полей для пробоя диэлектриков.



*Рис. 1. Микрофотография  $n^+$ - $p$ -перехода, полученная в режиме вторичных электронов ( $\times 1400$ ). Стрелками показаны скопления примесей в слое объемного заряда на границах коллектор – база и коллектор – матрица. Al – алюминиевый контакт*

На рис. 1 приведена микрофотография планарного  $p$ - $n$ -перехода интегральной схемы, в СОЗ которого методами растрового электронного микроскопа (РЭМ), описанными в [3 – 5], были обнаружены скопления точечных дефектов, имеющие форму шара. Как видно из рис. 1, обнаруженные СТД локализованы на границах база – коллектор и матрица – коллектор (показаны стрелкой), то есть в СОЗ  $p$ - $n$ -перехода. Следует отметить, что под действием электрического поля СОЗ свободные носители покидают область пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода и практически отсутствуют там.

Локализация СТД вблизи  $p$ -области свидетельствует о том, что они заряжены положительно. Последнее подтверждается также контрастом изображения СТД на РЭМ в режиме вторичных электронов. Положительно заряженные СТД сильнее поглощают электроны и потому они на микрофотографии выглядят темными.

При приложении к  $p$ - $n$ -переходу обратного напряжения носители под действием усиленного поля покидают приповерхностную область СТД. При этом центральная часть СТД остается нейтральной и сферически симметричной. Этот процесс продолжается до тех пор, пока кулоновское притяжение накопившегося заряда  $Q$  не уравнивает действие поля  $E$  слоя обедненного заряда. В результате резкого изменения концентрации примесей экранирование накопившегося заряда происходит вне СТД.

Заряд  $Q$  можно рассматривать как равномерно распределенный по поверхности хорошо проводящей сферы  $R$ , то есть СТД можно рассматривать как заряженный металлический шар. Согласно этой модели, в сильном электрическом поле СОЗ  $p$ - $n$ -перехода, когда экранирование заряда СТД свободными носителями невозможно, возникает характерная картина распределения силовых линий. Распределение силовых линий для такого случая показано на рис. 2. В результате такого распределения силовых линий образуется потенциальная яма, являющаяся крупномасштабной ловушкой неравновесных носителей. Эти ловушки играют роль генерационно-рекомбинационных центров.

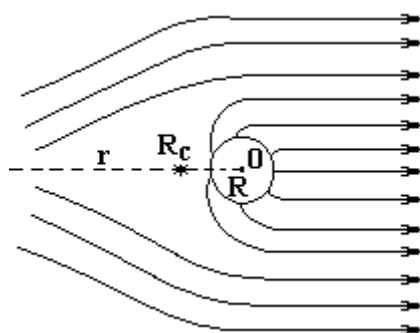


Рис. 2. Возмущение однородного электрического поля скоплениями точечных дефектов (СТД).  $R$  – радиус нейтральной части СТД;  $R_c$  – координата седловой точки;  $r$  – текущая координата

Генерационно-рекомбинационные свойства ловушек определяются их высотой потенциального барьера и сечением захвата, которые изменяются под действием электрического поля. Теперь займемся определением этой зависимости.

Потенциал вне сферы (СТД) описывается следующей зависимостью:

$$\varphi(r, \theta) = -r E \cos \theta + E_0 \cos \theta R^3 / r^2 + Q / 4\pi \epsilon_0 r, \quad (1)$$

где первый член – вклад поля  $E$ , второй – вклад поляризованной нейтральной части, третий – вклад заряда  $Q$ ,  $r$  – текущая координата. Угол  $\theta$  отсчитывается от направления поля  $E$ .

Вследствие экранирования поля непосредственно за ловушкой существует седловая точка потенциального рельефа  $r = R_c$ , где внешнее поле  $E$  равно полю  $E_0$ , созданного СТД. Отметим, что между седловой точкой и заряженной поверхностью шара существует потенциальный барьер, который регулирует отток носителей из ловушки. Высота этого барьера

$$\delta\varphi = \varphi(R_c) - \varphi(R), \quad (2)$$

где  $\varphi(R_c)$  и  $\varphi(R)$  – величины потенциалов в точках  $R_c$  и  $R$ .

Как отмечено выше, высота потенциального барьера ловушки изменяется под действием электрического поля. Для того чтобы определить, как изменяется высота барьера  $\delta\varphi$  под действием поля  $E$ , то есть зависимость  $\delta\varphi(E)$ , подставим в (2) вместо  $\varphi(R_c)$  и  $\varphi(R)$  их значения, определенные по формуле (1), и получим:

$$\Delta\varphi(E) = ER(R^2 / R_c^2 - 1) - (R/R_c - 1)R^2 N_t e / 3\epsilon_0, \quad (3)$$

где  $N_t$  – плотность ионизированной примеси в СТД,  $e$  – заряд электрона. Учитывая, что для каждого СТД характерные параметры  $R$ ,  $R_c$  и  $N_t$  в равновесных условиях постоянны, выражение (3) можно представить в виде

$$\delta\varphi = C - \alpha E, \quad (3a)$$

где  $C$  и  $\alpha$  – положительные величины, которые определяются вышеуказанными параметрами СТД и, следовательно, в равновесных условиях постоянны.

Как видно из (3а), при малых напряжениях поля, когда  $\alpha E < C$ , высота потенциального барьера с ростом поля будет уменьшаться, что приведет к увеличению вероятности выброса носителей из ловушки, то есть к генерации свободных носителей.

При критической величине поля  $E_{кр}$ , когда  $\alpha E = C$ , высота потенциального барьера исчезает ( $\delta\phi = 0$ ), что соответствует  $R = R_c$ , то есть седловая точка касается поверхности СТД. Таким образом, когда седловая точка касается поверхности заряженной СТД, высота потенциального барьера ловушки исчезает ( $\delta\phi = 0$ ). Для реализации этой ситуации необходимо выполнение условия

$$\alpha E_{кр} = C. \quad (4)$$

Это условие реализуется при равенстве напряженности внешнего поля  $E$  и напряженности поля  $E_0$ , создаваемого зарядом СТД на ее поверхности. В этих условиях поле  $E$  слева от СТД достигает максимума (рис. 2). Неосновные носители, захваченные полем, будут ускоряться и беспрепятственно достигать поверхности СТД, что приведет к рекомбинации «горячих» носителей. При определенной величине  $E$ , когда энергия «горячих» носителей станет достаточной для ударной ионизации, на СТД возникает микроплазма и наступит локальный пробой  $p$ - $n$ -перехода. Последнее является достаточным условием образования микроплазм. Это положение экспериментально подтверждено в [2, 3–5]. Действительно, в [3] было показано, что примесные скопления в СОЗ  $p$ - $n$ -переходов при напряженностях электрического поля меньших  $1,9 \cdot 10^5$  В/см, играют роль генерационных центров, через которые идет генерация неравновесных носителей, обуславливающих токи утечки. При напряженностях полей больших, чем  $1,9 \cdot 10^5$  В/см, наступает лавинный пробой  $p$ - $n$ -перехода и примесные скопления в СОЗ играют роль рекомбинационных центров, то есть в условиях сильного электрического поля и роста концентрации носителей СТД из генерационных центров превращаются в рекомбинационные. Все наблюдаемые свойства СТД объясняются вышеприведенной моделью.

Значение критического поля  $E_{кр}$ , при котором зарождается микроплазма, как это следует из (4), зависит от параметров СТД. При выполнении условия (4) из (3) получаем

$$E_{кр} = \frac{eN_t R}{6\epsilon\epsilon_0}, \quad (5)$$

то есть  $E_{кр}$  пропорционально радиусу СТД и плотности ионизованной примеси в СТД.

Согласно (5), электрическое поле достигает критической величины вначале на СТД малых размеров, а затем на больших, то есть пробой в СОЗ  $p$ - $n$ -переходов (равно и в диэлектриках) на малых СТД наступает раньше, чем на больших. Последнее полностью согласуется с экспериментальными результатами [2], что свидетельствует о достоверности полученных данных. Достоверность полученной зависимости (5) подтверждается также тем, что она в точности совпадает с зависимостью для напряженности электрического поля на поверхности заряженного шара, который, по условию задачи, сопоставляется с СТД. Следует подчеркнуть, что полученная зависимость справедлива не только в полупроводниках, но и в любой среде, где отсутствует экранирование заряда свободными носителями, то есть в диэлектриках.

Вышеприведенная модель полностью описывает экспериментальные результаты [2, 3, 5, 6].

С помощью РЭМ определены размеры СТД, локализованные в СОЗ исследуемых  $p$ - $n$ -переходов, которые находятся в пределах  $(0,3 - 0,5) \cdot 10^{-4}$  см (рис. 1), а величина критического поля, при которой зарождаются микроплазмы, то есть соответствующая условию (4), в зависимости от размеров СТД меняется в пределах  $(1,8 - 2) \cdot 10^5$  В/см. Построив зависимость  $E_{кр} \sim R$  по ее наклону, можно определить плотность заряда на поверхности СТД, которая составляет  $\sim 1 \cdot 10^{-2}$  Кл/м<sup>2</sup>.

Используя экспериментальные данные и исходя из условия (4), определены плотность ионизованной примеси в СТД, которая составляет  $\sim 1,7 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М., 1970.
2. Рзаев С.Г. Влияние электрического поля на сечение захвата и высоту потенциального барьера ловушек // Электронная техника. Сер. Полупроводниковые приборы. 1990. Вып. 6. С. 34–37.
3. Абдуллаев А.Г., Рзаев С.Г. Электрически активные дефекты в кремниевых эпитаксиально-планарных  $p$ - $n$  переходах // Микроэлектроника. 1984. Вып. 3. С. 260–263.
4. Рзаев С.Г. Исследование  $p$ - $n$ -переходов ИС с помощью растрового электронного микроскопа // Электронная техника. Сер. Микроэлектроника. 1986. Вып. 3 (119). С. 21–25.
5. Leamy H.J. Charge collection scanning microscopy // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 6. P. 51–80.

6. Pzaev. C.G. Microplasmas breakdown of p-n junction // Fizika. 2001. № 3. P. 8–10.

7. Chinoweth A.G. and Mckey K.G. Photon emission from avalanche breakdown in silicon // Phys. Rev. 1956. V. 102. № 2. P. 369–376.

Поступила 22.01.04

### Summary

The mechanism and conditions of the beginnings of breakdown in insulators included the clusters of the point defects was determined using the model of the charged sphere invested into homogeneous electric field. The dependence of the critical field  $E_{кр}$  was obtained, when on the clusters of the point defects (CPD) micro plasmas arise. From this dependence follow that  $E_{кр}$  proportional to radius of CPD and the density of the ionized impurity in them.

Ж.Н. Ищенко, В.Г. Жекул, С.Г. Поклонов

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ДАВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПОДВОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ. ЧАСТЬ I

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
пр. Октябрьский, 43-а, г. Николаев, 54018, Украина*

### 1. Введение

Подводный искровой разряд (ПИР) и электрический взрыв проволоки (ПЭВП) находят широкое практическое применение особенно как источники импульсных гидродинамических давлений [1–3]. Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, ПЭВП, как более сложный процесс, изучен значительно меньше, чем ПИР. До настоящего времени нет общепризнанного представления о механизме процессов, уравнении состояния и электропроводности взрывной стадии ПЭВП при различных параметрах проволоки и разрядного контура. Это значительно затрудняет создание достаточно корректной математической модели динамики ПЭВП для расчета его гидродинамических характеристик. Поэтому актуальными остаются экспериментальные исследования, получение полуэмпирических зависимостей и основанные на них расчеты гидродинамических параметров ПЭВП.

В отличие от ПИР, сведения по характеристикам и расчету волн давления  $P(t)$  в ближней зоне ПЭВП довольно скудные, носят в основном качественный характер, либо справедливы лишь для тех режимов и специфических условий, для которых они получены, например, при деформировании стенки трубы [4–6]. Наиболее противоречивы данные по влиянию длины проволоки  $l_n$  и разрядного промежутка  $l_{рп}$  на гидродинамические характеристики ПЭВП и ПИР, а также по выбору оптимальной величины длин  $l_n$  или  $l_{рп}$  для различных технологических процессов.

Целью настоящей работы является получение данных по гидродинамическим характеристикам ПЭВП путем решения гидродинамической задачи с использованием экспериментальной или расчетной кривой мощности, сравнение давлений  $P(t)$  для ПЭВП и ПИР, выбор зависимостей для расчета амплитуды волны давления при ПЭВП, энергетически и гидродинамически оптимальной длины проволоки.

### 2. Электротехнические характеристики и гидродинамическая модель

Осциллограммы разрядного тока  $I(t)$  и напряжения на разрядном промежутке  $U(t)$  для ПИР и ПЭВП существенно различаются (рис. 1). Основное выделение энергии при ПИР начинается сразу же после пробоя промежутка длиной  $l_{рп}$  на пробивном напряжении  $U_{пр}$ , когда электроды закорачиваются плазменным каналом разряда и в окружающую жидкость генерируется ударная волна. А при ПЭВП основное выделение энергии начинается после окончания стадии нагрева расплавленной проволоки (момент времени  $t_b$ ), когда она переходит в парожидкостное состояние (собственно взрыв прово-