

О НАРУШЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

Э.Г. Косцов

Одна из основных теорий пробоя тонких диэлектрических пленок основана на эффекте ударной ионизации электронами, согласно которому с уменьшением толщины диэлектрика должно происходить увеличение пробивной напряженности поля $E_{пр}$ [1]. Однако с уменьшением толщины диэлектрика вероятность возникновения электронной лавины существенно убывает и, начиная с некоторой толщины, характерной для каждого диэлектрика, возможность нарушения электрической прочности за счет механизма ударной ионизации становится исчезающе малой.

В связи с этим рассмотрим следующую модель нарушения электрической прочности тонких диэлектрических пленок. Как отмечалось в работе [2], протекание тока в тонкопленочной системе при наличии шероховатой поверхности электродов происходит преимущественно через отдельные выступы. Высокая плотность тока будет способствовать локальному разогреву поверхности выступа и примыкающих к нему областей диэлектрика. Если механизм протекания тока таков, что его величина зависит также от температуры, то это, в свою очередь, вызовет дальнейшее увеличение величины тока. Иными словами, возможно нарушение электрической прочности диэлектрика, которое может быть описано в рамках теории теплового пробоя.

Поскольку возникновение канала сквозной проводимости носит локальный характер, воспользуемся основными положениями теории Вагнера [3].

Относительно механизма прохождения тока для случая термоэлектронного тока будем считать [2], что а) распределение размеров выступов подчиняется закону Пуассона; б) значение напряженности поля вблизи поверхности микроэмиттера $E = \frac{V_1 \epsilon}{z_0}$; в) температура канала, в первом приближении, везде одинакова (при малых толщинах диэлектрика это допущение вполне оправдано) и равна температуре границы раздела металл-диэлектрик.

Полагая величину изменения температуры канала при прохождении тока $\Delta T = T_k - T_0$ достаточно малой, представим формулу термоэлектронной эмиссии в виде:

$$A(T_0 + \Delta T)^2 \exp\left(-\frac{\varphi + \beta \sqrt{V}}{k(T_0 + \Delta T)}\right) = A T_0^2 \exp\left(\frac{\beta \sqrt{V} - \varphi}{k T_0}\right) \exp(\alpha \Delta T).$$

Здесь $\alpha = \frac{2kT_0 + \varphi - \beta \sqrt{V}}{k T_0^2}$. В стационарном состоянии

$$A T_0^2 V S \exp\left(\frac{\beta \sqrt{V} - \varphi}{k T_0}\right) \exp(\alpha \Delta T) = \psi \Delta T. \quad (I)$$

Выражение (I) характеризует равенство между теплотой, выделяющейся при прохождении тока, и теплом, отдаваемым нагретым каналом в направлении, параллельном плоскости электродов (здесь ψ - коэффициент теплоотдачи, S - поперечное сечение канала). Решение уравнения (I) можно найти графическим путем. В точке, соответствующей состоянию термического равновесия, имеет место равенство производных по ΔT от обеих его частей

$$A T_0^2 \alpha S V \exp\left(\frac{\beta \sqrt{V} - \varphi}{k T_0}\right) \exp(\Delta T \alpha) = \psi.$$

При этом из (I) и последнего равенства следует:

$$V = \frac{1}{\beta^2} \left[k T_0 \ln \left(\frac{\psi k}{A S V (2k T_0 + \varphi - \beta \sqrt{V})} \right) + \varphi \right]^2.$$

Если в качестве нулевого приближения выбрать значение напряженности, при которой плотность тока в канале имеет определенную величину J_0 , то тогда

$$V_1 = \frac{1}{\beta^2} \left[k T_0 \ln \left(\frac{\psi \beta^2}{A S T_0^2 (k T_0 \ln J_0 (A T_0^2 + \varphi)^2 (2 \ln J_0 / A T_0^2))} \right) + \varphi \right]^2 \quad (2)$$

Когда канал сквозной проводимости возникает благодаря необратимому возрастанию тока с отдельного микроэмиттера n -ой группы, значение пробивного напряжения, в первом приближении, будет

$$V_{1n} = \frac{1}{\beta^2 \epsilon n^2} \left[k T_0 \ln \left(\frac{\epsilon n^2 \beta^2 \varphi}{A S T_0^2 (k T_0 \ln J_0 (A T_0^2 + \varphi)^2 (2 \ln J_0 / A T_0^2))} \right) + \varphi \right]^2 \quad (2a)$$

где

$$\beta^2 = \frac{e^3}{4 \pi \epsilon \epsilon_0 z_0}.$$

Зависимость $E_{пр}$ от толщины диэлектрика характеризуется функцией ϵ , описывающей зависимость напряженности поля вблизи поверхности электрода от формы микроэмиттера и толщины диэлектрика. Поскольку точные размеры и взаимоположение каждого из отдельных микроэмиттеров установить практически невозможно, имеет смысл говорить о некотором среднем значении напряжения пробоя, которое с учетом распределения Пуассона может быть записано в следующем виде:

$$\langle V \rangle = \sum_{\lambda} \frac{\lambda^n}{n! (e^\lambda - 1)} V_{1n}. \quad (3)$$

Здесь λ - параметр распределения Пуассона.

На рис. I представлена зависимость $\langle V \rangle$ от температуры для различных значений параметров φ , J_0 , λ и различного вида функции ϵ . Заметим, что если подвижность электронов в диэлектрической пленке достаточно мала, то в диэлектрике уже необходимо учитывать потери энергии электронов. Однако качественное поведение величины $\langle V \rangle$ все же не изменится.

Нарушение электрической прочности диэлектрической пленки за счет теплового пробоя может происходить и в том случае, когда ток с отдельных микроэмиттеров определяется механизмом туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер. Необходимая в данном случае температурная зависимость тока при определенных условиях может характеризоваться либо механизмом термоавтотермоэлектронной эмиссии [4], либо обуславливается влиянием объемного заряда в диэлектрической пленке на эффективную высоту барьера [5], которая, в свою очередь, может зависеть от температуры.

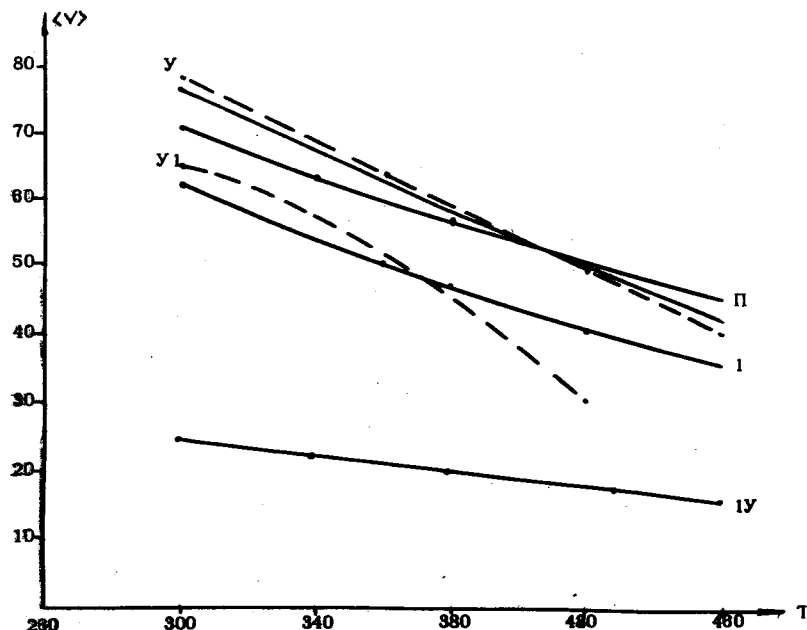


Рис. 1. Зависимость $\langle V \rangle$ от температуры: I, II, III, IV - кривые, характеризующие зависимость $\langle V \rangle$ от температуры, для $(\lambda = 7, \alpha = 1, \psi = 2 \cdot 10^{-11})$, $(\lambda = 7, \alpha = 1, \psi = 1,2 \cdot 10^{-10})$, $(\lambda = 7, \alpha = 0,8, \psi = 2 \cdot 10^{-11})$, $(\lambda = 10, \alpha = 1, \psi = 2 \cdot 10^{-11})$ соответственно; $J_0 = 10^5 \text{ а/см}^2$; U, UI - экспериментальные кривые, снятые при различных полярностях прикладываемого к образцу напряжения ($\alpha = 1300 \text{ А}$).

Микроострие, находящееся в сильном электрическом поле, испытывает действие значительных электростатических сил, в результате чего оказываются возможными процессы, приводящие к изменению формы и последующему разрушению острия. Отметим, что разрушение материала электрода под воздействием электростатических сил начинается для металлов при напряженности поля порядка 10^8 в/см [6]. Локальный разогрев микроэмиттера вплоть до его расплавления снижает "разрушающую" величину напряженности поля.

Следующая стадия пробоя - это разрушение примыкающих к каналу проводимости областей диэлектрика и электродов, происходящее за счет энергии, накопленной в системе.

Распределение энергии между каналом разряда и электродами определяется проходящими в них элементарными процессами. Основные процессы в канале разряда, как нам представляется, могут быть описаны в рамках физической модели, характеризующей процесс электроэрозии металлов. Согласно этой модели, электрическая эрозия металлических электродов вызывается тепловым действием электрического разряда. При малых межэлектродных расстояниях преобладающая доля энергии, выделенной в разрядном канале, передается электродам. В процессе разряда канал расширяется [7] и по отношению к электродам представляет собой поверхностный источник, откуда тепло поступает в электроды и распространяется в них вследствие теплопроводности [8]. Эта теплота нагревает некоторую область до температуры кипения и выше, вследствие чего в первые же моменты действия импульса тока наблюдается выброс паров металла с поверхности электродов. Скорость выброса паров (она может достигать значений $10^5 - 10^6 \text{ см/сек}$) и запас энергии, которые они несут, определяются теплофизическими свойствами материала электродов и параметрами импульса. Помимо обмена энергией между электродами, возникающей за счет факелов паров, передача энергии электродам происходит за счет бомбардировки анода электронами и катода ионами под действием поля. Значение каждого из этих процессов в общем балансе переноса энергии можно оценить при комплексном рассмотрении тепловых процессов на поверхности электродов, энергетических процессов в межэлектродном пространстве и на электродах, гидродинамических процессов в межэлектродном промежутке. В нашем случае следует принять во внимание и влияние термохимических процессов. Общее решение этой задачи затруднительно. Кроме того, точные значения большинства физических параметров, характеризующих эти процессы, остаются неизвестными.

Качественно охарактеризовать основные этапы процесса разрушения диэлектрической пленки и участков поверхности электродов, вероятно, можно так. Вслед за нарушением электрической прочности диэлектрической пленки через образовавшийся канал сквозной проводимости происходит выделение накопленной в системе энергии за время, исчисляемое долями микросекунд. По-

скольку плотность выделяющейся энергии достаточно высока, начало этого процесса напоминает явление взрывающихся проволок [9]. Образовавшийся канал разряда способствует эрозии электродов, которая, в свою очередь, является причиной возникновения струи паров металлов, усиливающих процесс эрозии. Высокая температура канала разряда (порядка 10^4 К) способствует интенсивному протеканию термохимических реакций (в основном окисления) непосредственно в канале разряда и в прилегающих к нему областях. В результате эти области металлического электрода оказываются полностью окисленными, и в тех случаях, когда диэлектрические свойства окисла металла являются достаточно высокими, электрическая целостность системы сохраняется.

Основные характеристики процесса эрозии — глубина и диаметр образовавшейся на поверхности электродов лунки — могут быть оценены, исходя из теории электроэрозии металлов. В данном случае отличительной особенностью являются малые межэлектродные расстояния и толщины электродов и небольшое количество выделяющейся в канале разряда энергии, что приведет к перераспределению роли каждого из процессов, характеризующих перенос энергии в межэлектродном пространстве. Вследствие малой толщины электродов процессы эрозии распространяются на всю их толщину и часть энергии может выделяться за пределы межэлектродного пространства.

Диаметр разрядного канала может быть оценен, исходя из выражения, полученного для него в работе [10]

$$D(t) = L W_0^M(t) \left[\int_0^t W_0^{1/2}(\alpha \alpha) d\alpha \right]^N, \quad (4)$$

где W_0 — энергия на единицу длины разрядного канала, выделяемая в нем к моменту времени t ; коэффициенты L, M, N зависят от среды, в которой образован разрядный канал. Однако в данном случае его размеры будут определяться также размерами микроэмиттеров. Диаметр же образовавшейся на поверхности электрода в результате действия эрозионных процессов лунки определяется в основном количеством энергии, выделяющейся в канале разряда, и толщиной электродов. Рис. 2 характеризует зависимость диаметра лунки от величины электрической емкости системы (т.е. фактически от величины энергии, выделяющейся в канале), полученной экспериментально при толщине диэлектриче-

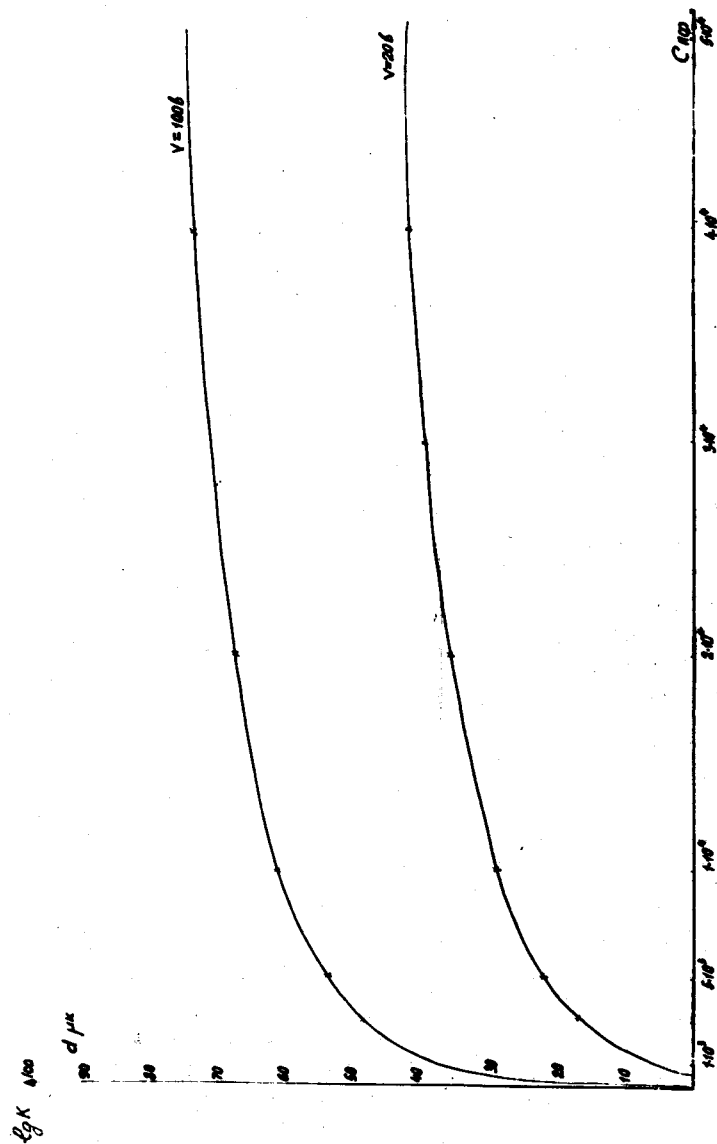
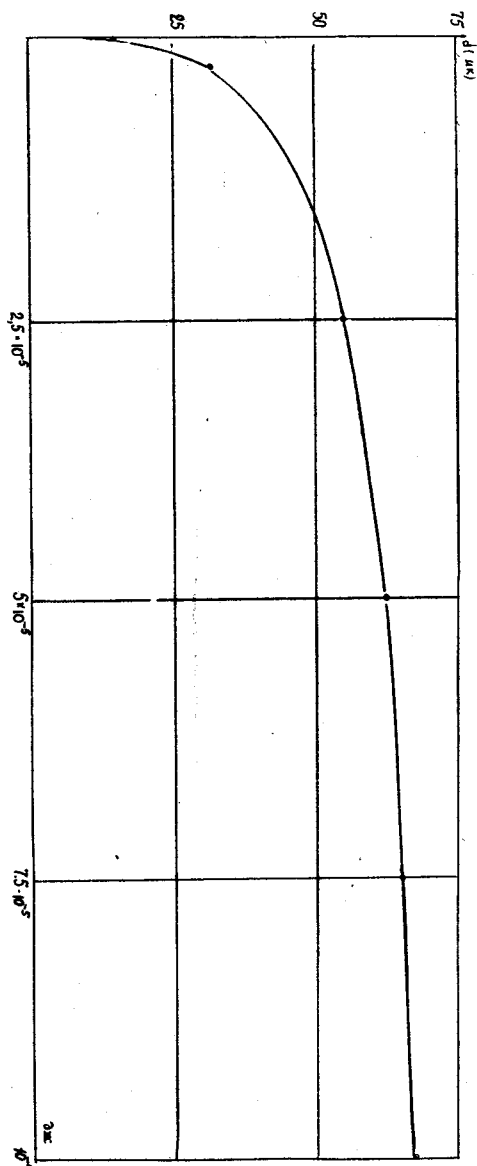


Рис. 2. Зависимость диаметра лунки от величины собственной емкости системы при U фиксированном.

Рис. 3. Эмпирическая зависимость диаметра лунки от величины энергии, выделяющейся в канале разряда.



ской пленки Al_2O_3 , равной 1300 А. Аналогичная кривая была получена также и в том случае, когда величина энергии изменялась посредством изменения значения напряжения микропробоя. На основании этих двух кривых была получена эмпирическая зависимость (рис. 3) диаметра электрода D , разрушающегося в результате выделяющейся в канале энергии

$$D = [23 \lg C + 46 \lg V - 123] \text{ мкм.} \quad (5)$$

Значительное превышение размера лунки на поверхности электродов по сравнению с размерами канала разряда (рис. 4)

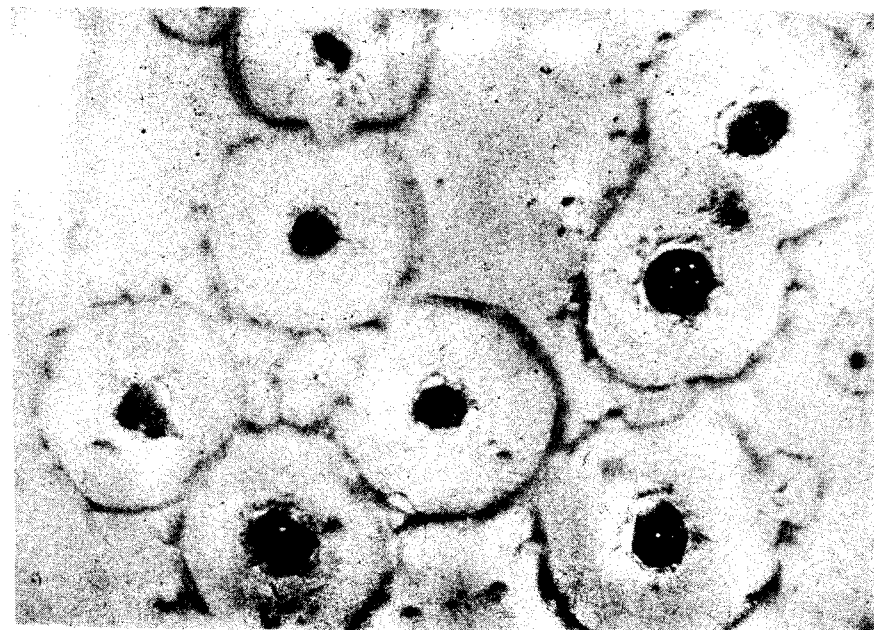


Рис. 4. Микрофотография поверхности образца со следами микропробоев.

приводит к тому, что в процессе одного микроразряда происходит разрушение значительного количества микроэмиттеров на поверхности электродов, примыкающих к каналу разряда. Среднее

число этих микроэмиттеров может быть оценено как $n = \frac{\pi}{4} D^2 K$, где K — плотность размещения микроэмиттеров на поверхности образца.

Численное значение параметров, характеризующих процесс микропробоя в исследуемых тонкопленочных системах, может быть оценено в следующих диапазонах: общая величина энергии, запасенной в системе, в зависимости от напряжения микропробоя и значения емкости принимает значение 10^{-4} — 10^{-7} джоуля; время всего процесса $5 \cdot 10^{-8}$ — 10^{-6} сек, диаметр разрядного канала 0,4 — 4 мк, диаметр же лунки 5 — 50 мк. На рис.5 представлена осциллограмма микропробоя.

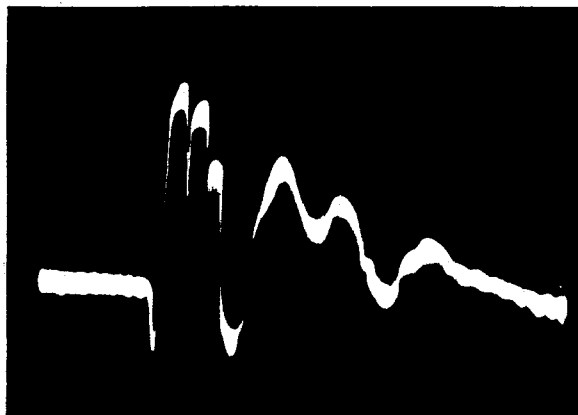


Рис. 5. Осциллограмма, характеризующая протекание микропробоя во времени (цена метки 0,01 мсек).

Наблюдаемое в момент микропробоя излучение канала в видимой области обусловлено искровыми линиями паров металла, а также спектральными линиями азота и кислорода.

Предлагаемый механизм нарушения электрической прочности диэлектрических пленок не может, конечно, количественно точно описывать большинство из наблюдаемых экспериментально закономерностей пробоя в тонкопленочных системах металл-диэлектрик-металл. Это связано не только с тем, что распределение напряженности поля вблизи поверхности отдельных микроэмиттеров, а также их точные геометрические размеры неизвестны, но также с

тем, что нарушение электрической прочности пленки вблизи каждого из микроэмиттеров вызывается одновременным проявлением различных физических механизмов.

В заключение автор искренне благодарит И.С. Лискера за интерес к работе, А.Е. Гершинского и И.П. Михайловского за помощь в экспериментальных исследованиях.

Л и т е р а т у р а

1. H.Frohlich, Proc. Roy Soc. A160, 230(1937), A172, 94 (1938).
2. А.Е. Гершинский, Э.Г. Косцов. ФТТ 6, 1695, 1967.
3. Wagner, J. AJEE, 41, 1034 (1922).
4. E.L.Murphy, R.H.Good, Phys.Rev., 102, № 6, 1464(1956).
5. М.И. Елинсон, Д.В. Зернов. Радиотехника и электроника. 4, 135, 1959.
6. Н.В. Розанова, В.Л. Грановский. Из-во АН СССР, сер.физ. 20, 1162, 1956.
7. А.И. Зингерман. ЖТФ XXVI, 1015, 1956.
8. А.И. Зингерман. ЖТФ XXIV, 2008, 1956.
9. Сборник "Электрический взрыв в п/п". Изд-во "Мир", Москва, 1965.
10. С.И. Драбкина. ЖЭТФ, 21, 1951.
11. Э.Г. Косцов. О прохождении тока в тонкопленочных системах металл-диэлектрик-полупроводник. — Данный сборник. стр.171-182.

Институт математики
СО АН СССР

Поступила в редакцию
30.VI.1967 г.