

04;07;12

©1994 г.

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМА РАЗРЯДА УНИПОЛЯРНОГО ПРОБОЯ ГАЗА

И.В.Герасимов

1. Использование излучательных свойств безэлектродного разряда униполярного пробоя газа в технологических целях — введение объема с разрядом в активную зону высокотемпературной реакции для контроля за ее ходом [1], а также явления наведения зарядов в воздушном пространстве вокруг поверхности объема пробоя для питания полупроводниковых лазеров и диодов [2] потребовало проведения экспериментов по исследованию характера изменения импульсного потенциала и соответствующего ему поля как на внешней поверхности стеклянной трубки с разрядом униполярного пробоя газа, так и на различных расстояниях от этой поверхности. Ниже рассматриваются результаты подобных исследований.

2. Для возбуждения разряда использовалась установка, аналогичная описанной в [3,4]. Приборами, работающими в импульсном режиме (осциллограф, вольтметр, ФЭУ) и соединенными с плоскими или цилиндрическими экранированными зондами из металлической фольги, измерялись временные и амплитудные параметры импульсного потенциала, наводимого как на поверхности трубки (φ_s), так и на удалении r от нее (φ_r). Измерения φ_s проводились при различных расстояниях ($L_{пз}$) поверхностных зондов от единственного внешнего покрытия-электрода (рис. 1) с высоковольтным ($3 \div 6.5$ кВ) импульсным ($f_{п} = 1.2$ кГц) потенциалом какой-либо одной ($\varphi_{п}^{(+)}$ или $\varphi_{п}^{(-)}$) полярности. Временные и амплитудные изменения φ_s соотносились с изменением интенсивности свечения газа в объеме трубки. Форма возбуждающего импульса была близка к треугольной с длительностью по основанию импульса $t_{п} = 10$ мкс. При названных выше параметрах и радиусе трубки $r_{тр} = 9.5$ мм (ее длина превышала 4.2 м) возбуждение разряда униполярного пробоя наблюдалось в диапазоне давлений $6 \cdot 10^{-3} - 8.0$ Тор. По амплитуде поверхностного потенциала φ_s рассчитывалась величина тока i_3 стекания за $t_{п}$ (через заземленное сопротивление R) заряда q_3 , наводимого на поверхности S_3 зондов ($i_3 = \varphi_3/R$; $q_3 = i_3 \cdot 0.5 t_{п} = 0.5 t_{п} \varphi_3/R$), поверхностная плотность σ_3 этих зарядов ($\sigma_3 = q_3/S_3$) и величина электрического поля, соответствующего этой плотности, $E_3 = q_3/S_3 \epsilon_0$.

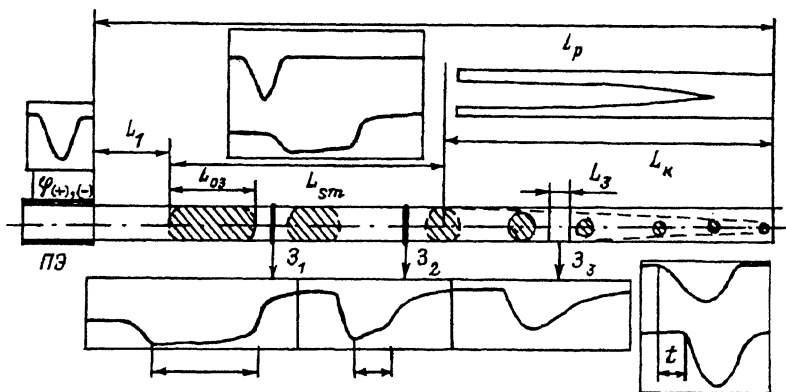


Рис. 1. Изменение формы импульсов потенциала φ_s , снимаемого внешними поверхностными зондами (Z_1 – Z_3 шириной L_3) с поверхности трубки при наличии в ее объеме области свечения разряда ее общей протяженностью L_p .

L_k — протяженность конусного при $\varphi_n^{(-)}$ — участка L_k с последовательным уменьшением амплитуды φ_s ; L_{sm} — участок L_p с постоянным значением φ_s ; L_1 — удаление от внешнего покрытия электрода с импульсным потенциалом φ_n области формирования единого объема свободного заряда длиной в объеме трубки $L_{03} = v_{03} \cdot t_{03}$. Вверху — осциллограммы импульсного потенциала $\varphi_n^{(-)}$, поступающего на электрод, и импульсного потенциала φ_s , снимаемого с внешнего поверхностного зонда в начале участка L_{sm} ; внизу — эволюция этого сигнала по мере удаления зондов от электрода. Справа внизу — определение времени прохождения объемного заряда определенного расстояния между электродом и зондом.

3. Использование ФЭУ, электрических зондов и двухлучевого осциллографа устанавливалось, что свечение газа на длине разряда (0.8–3.5 м) появлялось последовательно, начиная от покрытия электрода с высоковольтным импульсным потенциалом φ_n независимо от знака этого потенциала. При этом между первоначальным появлением свечения возле электрода и потенциала φ_s на поверхности трубки и моментом включения импульсного генератора — поступлением φ_n на покрытие проходил значительный (до 3–5 мин) промежуток времени, зависящий в основном от трех факторов: давления (p) газа (воздух) в трубке (эта зависимость повторяла зависимость $L_p(p)$ при $\varphi_n = \text{const}$; рис. 2 в [4]), состояния погоды (от давления воздуха и его влажности) и перемещения предметов (в том числе и экспериментатора) относительно трубки.

Скорость v_s перемещения волны поверхностного потенциала φ_s (она же является скоростью v_p распространения разряда [4]) на максимальном удалении от покрытия электрода, равно общей протяженности разряда L_p , вполне однозначно определялась давлением газа p и амплитудой $\varphi_n \leq 7.0$ кВ (рис. 2, 3 в [4]) (для $S_{\text{по}} \lesssim 63$ см², т.е. при длине электрода по внешней поверхности трубки $L_{\text{по}} \leq 10$ см). Однако на отдельных участках L_p различие в v_s могло составлять несколько порядков величины. Так, на расстоянии $L_1 = 12$ см, определяемом только давлением газа p (рис. 2, $p = 0.2$ Тор) $v_s \gtrsim 2 \cdot 10^7$ мс⁻¹ (ее определение на этом участке с большей точностью не позволяла используемая аппаратура); на следующем участке I_m общей протяженности разряда, на котором импульс поверхностного потенциала φ_s достигал максимальной амплитуды φ_{sm} и приобретал четкие очертания фронтов и длительности импульса (t_{03} ; рис. 1), v_s уменьшалась до среднего зна-

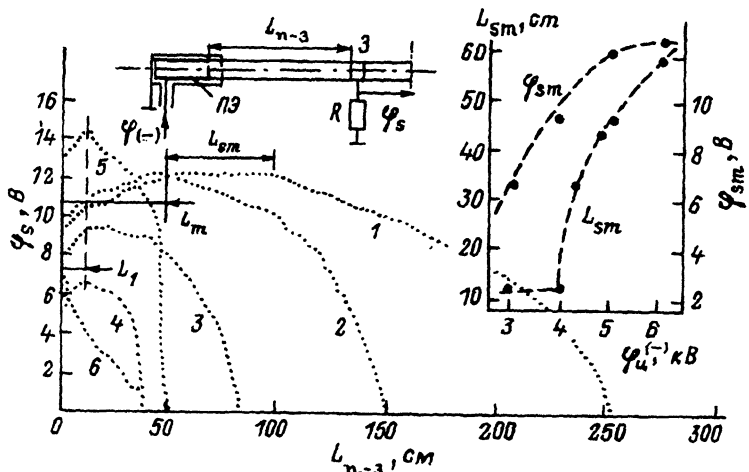


Рис. 2. Распределение импульсного потенциала φ_s на поверхности трубки с разрядом по мере удаления (L_{n-3}) поверхностного зонда 3 от покрытия-электрода с импульсным потенциалом φ .

1-4 — $p = 0.2$ Тор; 1 — $\varphi_n = 6$; 2 — 5; 3 — 4; 4 — 3; 5, 6 — 6 кВ; 5 — $p = 0.027$, 6 — 7.0 Тор.

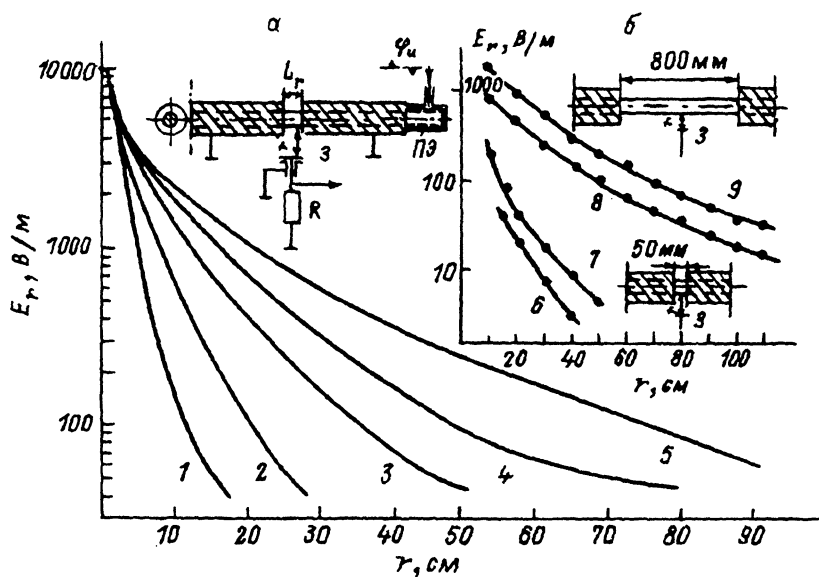


Рис. 3. Изменение поля пространства E_r в радиальном направлении от поверхности трубки с разрядом в зависимости от длины L_r излучающей поверхности, площади S_3 плоских круглых зондов, полярности ($\varphi_n^{(+)}$, $\varphi_n^{(-)}$) импульсов потенциала на электроде и давления газа p в объеме разряда.

a — $\varphi_n^{(+)} = 6.0$ кВ, $p = 0.2$ Тор, $S_3 = 6.16 \cdot 10^{-4}$ м², L_r , [мм]: 1 — 30 ($E_r \sim r^{-2.05}$), 2 — 80 ($E_r \sim r^{-1.3}$), 3 — 210 ($E_r \sim r^{-1.24}$), 4 — 410 ($E_r \sim r^{-1.18}$), 5 — 800 ($E_r \sim r^{-0.9}$); b — $\varphi_n^{(-)} = 6.0$ кВ, $p = 0.08$ Тор, 6, 8 — $S_3 = 1.2 \cdot 10^{-2}$ м²; 7, 9 — $S_3 = 2 \cdot 10^{-3}$ м²; c — $E_r \sim r^{-2.7}$; 7 — $E_r \sim r^{-2.4}$; 8 — $E_r \sim r^{-1.7}$; 9 — $E_r \sim r^{-1.12}$

чения (по участку) $v_m = 6.4 \cdot 10^4 \text{ мс}^{-1}$ (для $\varphi_n^{(-)} = 5 \text{ кВ}$). Затем следовал участок протяженностью в L_{sm} с начальной скоростью перемещения волны потенциала φ_{sm} (постоянного по величине) порядка звуковой $v_{o3} = 2.7 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$. До конца участка L_{sm} амплитуда $\varphi_s = \varphi_{sm}$ сохраняется постоянной (рис. 1, 2), затем на конусном (при $\varphi_n^{(-)}$) участке свечения разряда (L_k , рис. 1) φ_s уменьшается до нуля, а скорость перемещения φ_s на поверхности трубки вновь увеличивается до средней скорости на этом участке $v_s = (L_m + L_{sm})/t = 2.8 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ определенное $t (4.05 \cdot 10^{-6} \text{ с})$ — время прохождения волны потенциала φ_s на пути в $L_m + L_{sm}$ (110 см) показано на осциллограммах рис. 2, справа внизу. Последовательные изменения амплитуды φ_s и скорости v_s сопровождалось и соответствующими изменениями в форме импульсов φ_s . Так, на протяжении участка L_{sm} эти импульсы имели прямоугольную или трапециевидальную формы с длительностью стороны, параллельной основанию импульсов, $t_{o3} = 15 \div 30 \text{ мкс}$. На конусном участке разряда на удалении от покрытия, большем, чем $L_m = L_{sm}$, форма импульсов φ_s становилась близкой форме возбуждающего импульса φ_n (рис. 1). Одновременное использование для наблюдения за участком L_{sm} зондов и ФЭУ показало также, что форма зондового сигнала импульсов φ_s практически совпадала с сигналом ФЭУ (у последнего несколько “затянут” задний фронт импульса). Измерения скорости v_s перемещения волны потенциала φ_s с помощью ФЭУ и двух соседних зондов, а также сближение этих зондов до момента фиксирования ими перекрывающихся сигналов одного импульса φ_s позволили установить, что на участке протяженностью L_{sm} источниками φ_{sm} являлись области большей интенсивности свечения газа внутри объема трубки, имеющие протяженность $L_{o3} = v_s \cdot t_{o3} (\gtrsim 5 \text{ см}$ при $\varphi_n \gtrsim 5.0 \text{ кВ}$, $L_{ne} = 10 \text{ см}$ и $p = 0.2 \text{ Тор}$) (рис. 1). Использование зондов с различной площадью их поверхности S_3 , соприкасающейся с внешней поверхностью трубки на участке разряда с L_{sm} , показало, что при $S_3 \lesssim 2\pi RL_{o3}$ $\varphi_s \sim S_3$ ($R = 10.5 \text{ мм}$ — внешний радиус трубки); при этом в начале участка L_{sm} $L_{o3} \simeq 5.5 \text{ см}$, в конце $L_{o3} \simeq 2.0 \text{ см}$ ($p = 0.2 \text{ Тор}$ и $\varphi_n = 6.0 \text{ кВ}$). Для цилиндрических зондов, охватывающих внешнюю поверхность трубки на ее участке L_{sm} и имеющих ширину $L_3 = L_{o3}$ (рис. 1), увеличение радиуса зондов ($r_3 > R$), т.е. увеличение радиуса охвата трубки r (10–30 см) практически не меняло величину зондового потенциала (при $\varphi_n, p = \text{const}$), т.е. сохранялась зависимость $\varphi_r \sim S_3 = 2\pi r L_3$. Такая же зависимость между φ_n и S_3 существовала и в том случае, если измерения φ_r велись зондами в форме кольцевых пластин шириной в 5 см при увеличении ими угла охвата поверхности трубки с разрядом на ее участке L_{sm} и при постоянном радиальном удалении от этой поверхности на 10 см (рис. 3, кривые 1'–5') ($p = 0.2 \text{ Тор}$, $\varphi_n^{(+)} = 6.0 \text{ кВ}$). Однако подобная зависимость выполнялась только при $S_3 \gtrsim 40 \text{ см}^2$ и $\varphi_n \gtrsim 4.0 \text{ кВ}$, причем в зависимости $\varphi_r(\varphi_n)$ для каждой площади зонда S_3 прослеживался выход φ_r на постоянное значение при $\varphi_n^{(+)} \gtrsim 6.0 \text{ кВ}$ (рис. 3, а). Амплитуда зондового потенциала оставалась также постоянной при перемещении зондов параллельно участку трубки протяженностью L_{sm} . Перемещение же зонда параллельно всей поверхности трубки с разрядом показало, что характер изменения потенциала

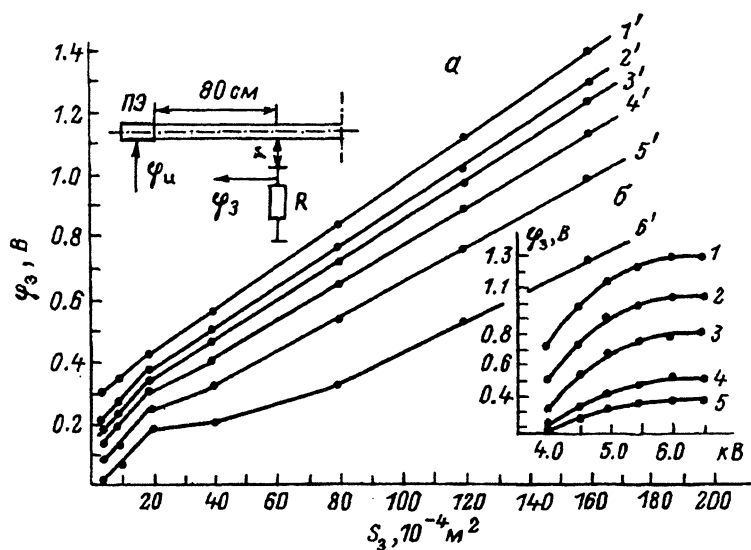


Рис. 4. Зависимость зондового потенциала пространства φ_3 от площади зондов и амплитуды импульсного потенциала φ_n на электроде.

$p = 0.1$ Тор, $r = 10$ см, $t_n = 10$ мкс; $f_n = 1.2$ кГц; а — $\varphi_n^{(-)}$: 1' — 7.0, 2' — 6.0, 3' — 5.5, 4' — 5.0, 5' — 4.5, 6' — 4.0 кВ; б — S_3 : 1 — $1.6 \cdot 10^{-2}$, 2 — $1.2 \cdot 10^{-2}$, 3 — $8.0 \cdot 10^{-3}$, 4 — $4 \cdot 10^{-3}$, 5 — $2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$.

пространства вокруг поверхности трубки повторяет изменение потенциала непосредственно на ее поверхности (рис. 2).

Исследования радиальной зависимости $\varphi_r(r)$ перемещением зондов с круглой поверхностью относительно участка L_{sm} поверхности трубки показали, что на ход зависимостей $\varphi_r(r)$ (или $E(r)$, когда $E = \sigma_3/\varepsilon_0 = q_3/S_3\varepsilon_0 = 0.5t_n i_3/S_3\varepsilon_0 = \varphi_r \cdot 0.5t_n/R S_3\varepsilon_0$ для треугольной формы импульса тока i_3) оказывают влияние и размеры площади зондов S_3 и длина L_r излучающей поверхности участка L_{sm} . При равенстве $L_r = 2R$ отрицательный показатель степени в зависимости $E(r)$ близок к 2 (рис. 4, кривая 1) ($E \sim r^{-2.05}$). Последовательное увеличение L_r до 800 мм уменьшало показатель степени при r до -0.92 (кривая 2-5, 8, 9 на рис. 4). Уменьшение радиуса зондов — их площади $S_3 = \pi r_3^2$ также уменьшало этот показатель, приближая его к 2, например, для $L_r = 50$ мм и $S_3 = 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$ $E \sim r^{-2.7}$, для $S_3 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$ $E \sim r^{-2.35}$.

4. Условие сохранения неразрывности токовой цепи разряда (для импульса одной полярности) требует, чтобы движение носителей заряда, замыкающее токовую цепь, происходило и по объему газа внутри трубки, и за ее пределами в воздушной атмосфере. Внутри объема трубки, как показывают зондовые измерения [4] непосредственно в этом объеме, и на поверхности трубки (рис. 1, 2) замыкание токовой цепи происходит в результате движения пространственно локализованных объемных зарядов одного знака, на это указывают также и форма, и знак импульсного потенциала на поверхности трубки, который совпадает со знаком импульсного потенциала на единственном покрытии-электроде, размещенном на внешней поверхности стеклян-

ной трубки. Совместные наблюдения с помощью ФЭУ (использовался волоконный светопровод) и поверхностных кольцевых зондов малой площади однозначно устанавливали соответствие между слоями повышенной интенсивности свечения, перемещающимися по объему газа, передними и задними фронтами импульсов поверхностного потенциала. При этом в зависимости от давления газа свечение слоев могло быть вызвано или только возбужденными атомами и молекулами компонент воздуха, или и возбужденными и ионизованными [4]. Постоянство поверхностного потенциала φ_s и радиального поля $E = \sigma/\epsilon_0$ как на поверхности трубки, так и на удалении r от нее можно соотнести только с постоянством радиуса r_{oz} объемного заряда одного знака, перемещаемого по участку L_{sm} общей протяженности L_p разряда, и равенстве этого радиуса внутреннему радиусу трубки $r_{тр}$. Эти обстоятельства предполагают сохранение постоянной плотности ρ объемного заряда на пути его смещения в L_{sm} и, как следствие, постоянный характер воздействия поля $\nabla E = \rho/\epsilon_0$ (и $E = r_{oz}\rho/\epsilon_0$ для сферической формы объемного заряда) на атомы и молекулы компонент воздуха на участке L_{sm} его движения с $r_{oz} = r_{тр}$ (или возбуждение и ионизация, или только возбуждение в зависимости от ρ при $\varphi_p, r_{тр} = \text{const}$). На сохранение постоянным значения ρ не только на участке L_{sm} общей протяженности разряда L_p , но и на всей этой длине указывает соответствие между степенью уменьшения радиусов движущихся объемных зарядов [4], наблюдаемых по свечению газа, и уменьшением амплитуды поверхностного потенциала φ_s на длине конической части общей протяженности разряда (рис. 1, 2 в [4]). При этом последовательное уменьшение радиусов объемных зарядов в этой части разряда аналогичным образом уменьшает и поле $E = r_{oz}\rho/\epsilon_0$, изменяя характер его взаимодействия с атомами и молекулами газа: в вершине конической части разряда на переднем фронте его распространения с $r_{oz} \rightarrow 0$ свечение вызвано только наиболее легковозбуждаемыми компонентами воздуха (CO и N_2). Одновременное существование волны потенциала и свечения только возбужденных атомов и молекул газа при импульсном двухэлектродном возбуждении разряда уже наблюдалось в экспериментах с длинными трубками [5-7].

Коническая форма переднего фронта распространения разряда и последовательное уменьшение радиусов объемных зарядов в этой области при $\rho = \text{const}$ разряда позволяет предположить, что распад движущихся зарядов происходит процессом последовательной потери, "сбрасыванием" очередной "оболочки" из слоя зарядов первоначального объема. Последовательное уменьшение длины объемного заряда на участке его движения L_{sm} с $r_{oz} = r_{тр}$ предполагает также, что такое "сбрасывание" зарядов происходит за пределы трубки в окружающую ее воздушную атмосферу при сохранении неразрывности заряда в последовательно уменьшающемся (за счет уменьшения L_{oz}) объеме. При этом очевидно, что такой объемный заряд может быть зарядом только одного знака, т.е. нескомпенсированным зарядом противоположного знака — свободным объемным зарядом, область пространственной локализации которого характеризуется соответствующим потенциалом и полем пространства [8].

Список литературы

- [1] Герасимов И.В., Мавлонов Ш. // Электронная обраб. матер. 1992. Т. 3 (165). С. 44–47. АС(США). N 1579367. Приоритет 30.06.87.
- [2] Герасимов И.В. // Материалы VIII ВК по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1991. Ч. II. С. 49. Материалы II ВК по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках. Ашхабад, 1991. С. 9. Тез. докл. Всесоюзн. семинара “Нелинейные явления в полупроводниках и полупроводниковых структурах и проблемы их применения в электронике СВЧ”. Навои, 1991. С. 27.
- [3] Герасимов И.В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1840–1843.
- [4] Герасимов И.В. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. N 10. С. 1214–1221.
- [5] Andersson H.E.B., Tobic R.C. // Phys. Scripta. 1974. Vol. 9. P. 7.
- [6] Sanmann E.E., Fowler R.C. // Phys. Fluids. 1975. Vol. 18. P. 1433.
- [7] Scott R.P., Fowler R.G. // Phys. Fluids. 1977. Vol. 20. P. 27.
- [8] Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1966. С. 60–65, 80–87.

Физико-технический институт
им.С.У. Умарова
Душанбе

Поступило в Редакцию
18 декабря 1991 г.
В окончательной редакции
17 августа 1992 г.