

Научная статья

УДК 53.043

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18409>

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКЕ ПРИ КРАТКОВРЕМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСА

С. Е. Семенов¹ □, Н. Т. Сударь², В. А. Пахотин¹

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия;

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

□ moritohayama96@gmail.com

Аннотация. Выполнены расчеты распределения электрического поля в электродной системе в виде сферического концентрического конденсатора, моделирующего микроострие на катоде, при воздействии высоковольтного импульса с крутизной фронта около 1 ГВ/с и инжекции электронов с микроострием. Показано, что при длительности переднего фронта импульса 150 – 250 нс глубина прорастания отрицательного объемного заряда (NSC) в полимер составляет 0,2 – 0,3 мкм. Электрические перенапряжения, обусловленные геометрией электродной системы и накапливающимся NSC, возникают в области накопления NSC на переднем фронте импульса. Напряженность поля у катода падает кратно при переходе с фронта на плато импульса за 100 – 200 нс.

Ключевые слова: высоковольтный импульс, объемный заряд, напряженность поля, перераспределение электрического поля

Финансирование: Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2023-0016), а также в рамках еще одного Государственного задания (код темы FFUG-2024-0032 (№ 124031100068-0)).

Для цитирования: Семенов С. Е., Сударь Н. Т., Пахотин В. А. Распределение электрического поля в полимерной пленке при кратковременном воздействии высоковольтного импульса // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2025. Т. 18. № 4. С. 127–138. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18409>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18409>

DISTRIBUTION OF THE ELECTRIC FIELD IN A POLYMER FILM UNDER A SHORT-TERM ACTION OF A HIGH-VOLTAGE PULSE

S. E. Semenov¹ □, N. T. Sudar², V. A. Pakhotin¹

¹ Ioffe Institute of RAS, St. Petersburg, Russia;

² Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

□ moritohayama96@gmail.com

Abstract. Calculations of the electric field distribution in the electrode system in the form of a spherical concentric capacitor simulating a micro-tip on the cathode were performed under the action of a high-voltage pulse with a front steepness of about 1 GV/s and electron injection from the micro-tip. The penetration depth of the negative space charge (NSC) into the polymer was shown to be 0.2–0.3 μm during a 150–250 ns pulse front edge. Electrical overvoltages

caused by the geometry of the electrode system and the accumulating NSC occurred in the NSC accumulation region at the pulse front edge. The field strength at the cathode decreased multiple times during the transition from the pulse front to its plateau in 100–200 ns.

Keywords: high voltage pulse, space charge, field strength, redistribution of the electric field

Funding: The reported study was carried out within the framework of the State Assignment for Fundamental Research (Subject Code FSEG-2023-0016), as well as it was done within the framework of another State Assignment (Subject Code FFUG-2024-0032 (No. 124031100068-0)).

For citation: Semenov S. E., Sudar N. T., Pakhotin V. A., Distribution of the electric field in a polymer film under a short-term action of a high-voltage pulse, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 18 (4) (2025) 127–138. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18409>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

В последние годы значительное внимание стало уделяться изучению импульсной электрической прочности полимерных диэлектриков [1 – 6]. Все чаще появляются публикации, в которых рассматриваются различные аспекты воздействия импульсного напряжения на полимерные материалы, а именно – накопление в них объемного заряда [6 – 8], влияние температуры [9] и скорости возрастания напряжения на фронте импульса [10, 11]. Предлагаются и различные физические механизмы, объясняющие особенности развития импульсного пробоя в полимерах [12 – 15]. Однако физически осмысленная интерпретация экспериментальных результатов и предлагаемых моделей, по нашему мнению, невозможна без оценки величины реально достижимой напряженности электрического поля, его распределения в полимере и изменения со временем в условиях воздействия импульсного напряжения.

При проведении таких оценок следует учитывать, что полимерные диэлектрики характеризуются высокой концентрацией ловушечных состояний (ловушек), на которые захватываются заряды, инжектированные из электродов, формирующие объемный заряд. Накопление объемного заряда, в свою очередь, существенно влияет на распределение электрического поля, что ведет к ограничению инжекционного тока и возникновению локальных областей электрических перенапряжений.

Отметим здесь, что в сильном электрическом поле электроны и дырки инжектируются в полимер с микроскопических выступов на электродах, у вершин которых напряженность электрического поля F превышает среднее по образцу значение $F_{av} = U/d$ (U – напряжение на образце толщиной d).

Современные акустические методы зондирования объемного заряда и электрических полей в полимерах, к сожалению, не обеспечивают возможности измерения локализации заряда на площади поверхности образца и необходимой точности разрешения по глубине, которая при исследовании полимерных пленок микронной толщины должна быть не хуже 0,1 мкм [16]. Вследствие этого для решения данной задачи широко используются численные методы, но расчеты ограничиваются, как правило, стационарным распределением полей и зарядов [17, 18].

Цели настоящей работы – рассчитать распределения электрического поля вблизи микроострия в полимерном диэлектрике в условиях накопления в нем отрицательного объемного заряда (англ. Negative Space Charge (NSC)) при воздействии на полимер электрического импульса с высокой крутизной переднего фронта, а также оценить величину локальных перенапряжений, возникающих при этом у инжектирующих электродов и на границе прорастания NSC в полимер.

Постановка задачи

Микроострие на поверхности катода моделировалось электродной системой в виде сферического концентрического конденсатора, в котором электрод малого радиуса r_c



Рис. 1. Схема электродной системы в виде сферического концентрического конденсатора:

R , r_c – радиусы наружной и внутренней сфер, соответственно; $r_{fr}(t)$ – глубина прорастания отрицательного объемного заряда (NSC) в полимер к моменту времени t

рассматривался как микроострие, а сфера большего радиуса R – как анод. Схема электродной системы изображена на рис. 1. Подобная система широко применяется в качестве модели микроострия с постоянной кривизной поверхности [19].

Достоинством данной модели является простота математических уравнений, используемых для описания распределения электрического поля, а недостатком – ее неполное соответствие реальным условиям, так как она согласуется с ними лишь на расстояниях, при которых напряженность электрического поля F превосходит свое среднее значение F_{av} (под F_{av} здесь подразумевается поле в образце плоской геометрии толщиной $d = R - r_c$).

Распределение напряженности электрического поля $F(r, t)$ в межэлектродном пространстве рассматриваемой электродной системы в любой момент времени t описывается уравнением Пуассона, которое в сферических координатах имеет вид

$$\frac{d}{dr}F(r, t) + \frac{2}{r}F(r, t) = \frac{\rho(r, t)}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (1)$$

где ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость полимерного диэлектрика; ϵ_0 – электрическая постоянная, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \Phi/\text{м}$; e – заряд электрона, $e = -1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$; $\rho(r, t)$ – мгновенное значение плотности NSC, определяемое концентрациями свободных электронов и электронов, захваченных в ловушку.

Поскольку электрический пробой преимущественно происходит на переднем фронте импульса и значительно реже – на плато или спаде импульса [12, 14], первостепенный интерес представляли расчеты распределения поля на временном интервале, включающем области переднего фронта и начального участка плато высоковольтного импульса. В связи с этим при расчетах принималось, что напряжение U на образце изменяется со временем следующим образом:

$$U(t) = \begin{cases} \frac{dU}{dt}t, & \text{при } t \leq \Delta \\ U_{amp}, & \text{при } t > \Delta \end{cases}. \quad (2)$$

Здесь t – время; U_{amp} , Δ – амплитуда и длительность переднего фронта импульса, соответственно.

Скорость возрастания напряжения на образце (крутизна фронта импульса) есть $dU/dt = U_{amp}/\Delta$.

В соответствии с рекомендациями статьи [20], будем полагать, что в сильном электрическом поле инжекция электронов из катода в полимерный диэлектрик обусловлена автоэлектронной эмиссией, а зависимость плотности тока этой эмиссии от напряженности поля у катода определяется уравнением Фаулера – Нордгейма.

Если считать форму потенциального барьера на границе катод-диэлектрик треугольной, то уравнение для расчета плотности инжекционного тока $j_c(t)$ можно представить как

$$j_c = \frac{e^3 F_c^2(t)}{16\pi^2 \hbar \Delta_e} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}\Delta_e^{3/2}}{3\hbar F_c(t)e}\right), \quad (3)$$

где m , кг, — масса электрона; \hbar , Дж·с, — постоянная Планка; $F_c(t)$, В/м, — напряженность поля у катода, изменяющаяся со временем; Δ_e , эВ, — высота потенциального барьера на границе катод-полимер.

Отметим здесь, что уравнение (3) является упрощенным и не учитывает снижение высоты потенциального барьера в сильном электрическом поле.

При рассмотрении инжекции электронов в полимер из металлического электрода значение Δ_e можно определить как разность между работой выхода из металлического катода и сродством к электрону A_c полимерного диэлектрика. Работа выхода для металлов составляет 2,0 – 5,5 эВ, тогда как A_c для полимерных диэлектриков оценивается в 1 – 2 эВ, что позволяет оценить значение высоты потенциального барьера Δ_e в 1 – 4 эВ. Такой результат согласуется с известными экспериментальными данными; например, значения высоты потенциального барьера на границах полиэтилентерефталата (ПЭТФ) с алюминием и медью экспериментально определены авторами статьи [21] равными 2,8 и 2,9 эВ соответственно.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$F(r, t) = \left(\frac{r_c}{r} \right)^2 \left[F_c(t) + \frac{1}{\epsilon \epsilon_0 r_c^2} \int_{r_c}^r x^2 \rho(x, t) dx \right]. \quad (4)$$

Если учесть, что

$$\int_{r_c}^R F(r, t) dr = U(t), \quad (5)$$

и подставить выражение (4) в соотношение (5), то получим, что зависимость напряженности поля у катода от времени следует выражению

$$F_c(t) = \frac{R U(t)}{r_c(R - r_c)} - \frac{R}{\epsilon \epsilon_0 r_c(R - r_c)} \int_{r_c}^R \left[\int_{r_c}^r x^2 \rho(x, t) dx \right] \frac{dr}{r^2}, \quad (6)$$

Обозначим полный заряд, заключенный между двумя сферическими поверхностями с радиусами r_c и r к моменту времени t , как

$$q(r, t) = 4\pi \int_{r_c}^r x^2 \rho(x, t) dx. \quad (7)$$

Учитывая обозначение (7) и подставив выражение (6) в решение (4), получим:

$$F(r, t) = \frac{r_c R U(t)}{r^2(R - r_c)} - \frac{r_c R}{4\pi \epsilon \epsilon_0 r^2(R - r_c)} \int_{r_c}^R \frac{q(r, t)}{r^2} dr + \frac{q(r, t)}{4\pi \epsilon \epsilon_0 r^2}. \quad (8)$$

Зависимость (8) позволяет рассчитать распределение электрического поля в межэлектродном пространстве в любой момент времени. Отметим здесь, что отношение $U(t)/(R - r_c)$ можно рассматривать как формулу для напряженности поля в образце плоской геометрии толщиной $d = R - r_c$.

Из равенства (8) следует, что напряженность электрического поля на любом расстоянии r от катода представляет собой суперпозицию трех полей:

определенного геометрией электродной системы (первое слагаемое);

создаваемого объемным зарядом, распределенным по всему образцу (второе слагаемое);

создаваемого NSC, распределенным в пространстве между катодом и поверхностью радиуса r (третье слагаемое).

Если рассматривать воздействие на полимер короткого электрического импульса, в течение которого электроны еще не успевают достигнуть противоположного электрода (анода) и провзаимодействовать с ним, то справедливо равенство

$$q[r_{fr}(t)] = Q(t),$$

где $Q(t)$ — полный заряд, накопившийся к моменту времени t в межэлектродном пространстве за счет инжекции электронов из катода; напомним, что $r_{fr}(t)$ — глубина проникновения электронов в полимер.



Полный заряд $Q(t)$ следует выражению

$$Q(t) = 4\pi r_c^2 \int_0^t j_c(t') dt'. \quad (9)$$

Глубина прорастания заряда в полимер к моменту времени t определяется как

$$r_{fr}(t) = \mu_{dr} \int_0^t F_{fr}(t') dt', \quad (10)$$

где $F_{fr}(t)$ – напряженность поля на границе прорастания заряда в полимер (зависит от времени); μ_{dr} – дрейфовая подвижность электронов в полимерном диэлектрике.

Значение величины μ_{dr} невелико. Даже в сильном постоянном электрическом поле (при $F_{av} \approx 10^8$ В/м) оно оценивается равным примерно 10^{-9} м²/(В·с) [22].

Точное аналитическое выражение для функции $q(r, t)$ неизвестно и вряд ли может быть установлено, поскольку требует учета скоростей захвата и опустошения электронных ловушек при любых значениях r и t .

Очевидно, что вид функции $q(r, t)$ зависит от многих факторов:

- плотности инжекционного тока,
- подвижности носителей заряда,
- напряжения на электродах,
- энергетической плотности ловушечных состояний,
- длительности электрического импульса.

Однако согласно определению, функция $q(r, t)$ при $r_c \leq r \leq r_{fr}$ монотонно возрастает по мере увеличения r , причем $q(r_c, t) \equiv 0$. При $r > r_{fr}$ величина $q(r, t)$ не зависит от координаты и $q(r, t) = Q(t)$.

При кратковременном воздействии электрического импульса на полимерный диэлектрик электроны, инжектированные из катода, захватываются в ловушки, там удерживаются и формируют NSC.

Среднее время захвата электрона в ловушки выражается как

$$t_{trap} = \tau_0 \exp [E_{trap} / (k_B T)],$$

где E_{trap} – глубина ловушки, T – температура, k_B – постоянная Больцмана; τ_0 – характерное время, $\tau_0 \approx 0,1$ пс.

Если принять длительность электрического импульса равной 10 нс, то при комнатной температуре электроны будут удерживаться в ловушках глубиной более 0,3 эВ в течение всего времени действия импульса. В работе [11] показано, что при электрическом импульсе длительностью от 10 до 1000 нс и экспоненциальном распределении ловушек по глубине плотность NSC, прорастающего в полимер, можно считать постоянной. В этом случае выражение для расчета функции $q(r, t)$ примет вид

$$q(r, t) = \frac{r^3 - r_c^3}{r_{fr}^3(t) - r_c^3} Q(t). \quad (11)$$

Соотношение (11) следует рассматривать как приближение, которое можно использовать при расчетах распределения поля вблизи микроострия. Однако на практике граница прорастающего заряда не может быть столь резко выражена, а плотность распределения заряда все-таки должна зависеть от координаты. Поэтому в работе [23] функция $q(r, t)$ при $r \leq r_{fr}$ аппроксимируется степенным рядом с основанием $r - r_c$.

Чтобы использовать подобный способ аппроксимации $q(r, t)$, примем, что функция $q(r, t)$ имеет вид

$$q(r, t) = a(t)(r - r_c) + b(t)(r - r_c)^2. \quad (12)$$

Коэффициенты полинома $a(t)$ и $b(t)$ для момента времени t можно найти из условий

$$q[r_{fr}(t)] = Q(t) \text{ и } dq(r, t)/dr = 0 \text{ при } r = r_{fr}.$$

Данная аппроксимация соответствует условию, при котором плотность NSC на границе его прорастания равна нулю, и $a(t)$ и $b(t)$ определяются как

$$\begin{aligned} a(t) &= -2b(t)[r_{fr}(t) - r_c], \\ b(t) &= \frac{Q(t) - a(t)[r_{fr}(t) - r_c]}{[r_{fr}(t) - r_c]^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Следует отметить, что в простейшем случае $q(r, t)$ можно аппроксимировать и более простым выражением, а именно – линейной функцией вида

$$q(r, t) = \frac{r - r_c}{r_{fr}(t) - r_c} Q(t). \quad (14)$$

Вид зависимости, определяемой соотношением (13), относится к случаю $\rho(r, t) \sim r^{-2}$, причем $\rho(r_{fr}, t) \neq 0$.

Соотношения (11), (12) и (14) при их подстановке в выражение (8) позволяют получить аналитические выражения для расчета напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве при фиксированном значении t . Временной аргумент функции $F(r, t)$ обусловлен зависимостью от времени таких величин, как $U(t)$, $Q(t)$ и $r_{fr}(t)$, которые можно рассматривать как независящие от координаты интегральные параметры, входящие в соотношение (8). Расчет зависимости $F(r, t)$ усложняется тем, что глубина прорастания заряда в полимер $r_{fr}(t)$ связана с напряженностью поля $F_{fr}(t)$ на границе области NSC через интеграл в выражении (10).

Таким образом, процесс прорастания NSC представляет собой самосогласованную задачу. Поэтому при расчете зависимостей $F_c(t)$ и $F_{fr}(t)$ мы использовали временной пошаговый метод. Применение метода предполагало, что распределение поля и заряда неизменно в течение времени дискретизации Δt (при расчетах принималось, что $\Delta t = 1$ нс). Расчет F_c и F_{fr} на i -м шаге в момент времени t_i проводился на основании результатов расчета этих величин на предыдущем временном шаге. Интегралы в соотношениях (9) и (10), определяющие изменение во времени величин $Q(t)$ и $r_{fr}(t)$, заменялись суммами.

При расчетах учитывалось, что интенсивная автоэлектронная эмиссия из микроострия на катоде возникает по достижении некоторого критического значения напряженности электрического поля (в соответствии с уравнением (3)). Как следствие, в слабом электрическом поле электроны в полимер практически не инжектируются, NSC не накапливается и распределение электрического поля в межэлектродном пространстве определяется геометрией электродной системы (см. первое слагаемое в уравнении (8)). Поэтому первым шагом ($i = 1$) при расчете $F(r, t)$ служил не момент времени $t = 0$, соответствующий началу роста напряжения, а момент t_1 , когда напряжение на образце достигало значения $U(t_1)$, при котором возникает заметный инжекционный ток.

В качестве начальных условий для расчетов на первом временном шаге мы принимали, что

$$Q(t_1) = 0, r_{fr}(t_1) = r_c \text{ и } F_{fr}(t_1) = F_c(t_1).$$

Значение t_1 составляло 30 – 40 нс (оно зависело от амплитуды импульса и длительности его переднего фронта).

Численные расчеты были выполнены при следующих значениях параметров:

$$r_c = 0,25 \text{ мкм}, R = 2,50 \text{ мкм}, \mu_{dr} = 1 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \Delta_e = 2,9 \text{ эВ}, \varepsilon = 3.$$

Результаты расчетов и их обсуждение

Рассмотрим, в какой мере характер распределения заряда в образце влияет на зависимости $F_c(t)$ и $F_{fr}(t)$. Результаты расчетов этих зависимостей при $U_{amp} = 1500$ В и $\Delta = 150$ нс с использованием различных функций, аппроксимирующих функцию $q(r, t)$, представлены на рис. 2.

Изменение со временем напряженности поля $F_c(t)$ у катода представлено на рис. 2, a. Видно, что разные случаи функций, аппроксимирующих зависимость $q(r, t)$, не оказывают существенного влияния на форму зависимости $F_c(t)$. На всех кривых $F_c(t)$ можно выделить три характерных временных отрезка, возникновение которых обусловлено двумя

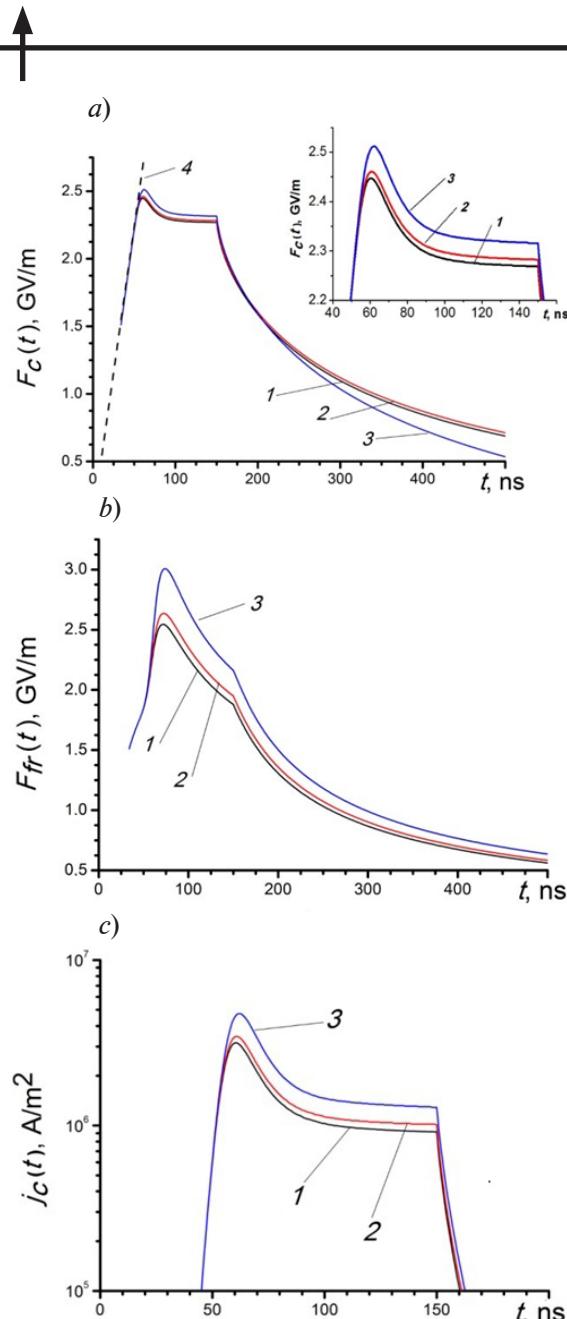


Рис. 2. Зависимости $F_c(t)$ (а), $F_{fr}(t)$ (б) и $j_c(t)$ (в), рассчитанные с помощью различных функций, аппроксимирующих $q(r, t)$: квадратичной (см. формулу (12), кривая 1), линейной (14) (кривая 2); кубической (11) (кривая 3); пунктиром 4 показано изменение $F_c(t)$ в отсутствие ограничения поля объемного заряда. На вставке: детализация начального участка кривой $F_c(t)$

к этому моменту времени область NSC успевает прорастить в полимер на глубину 0,15 – 0,25 мкм, причем наибольшая глубина этого прорастания соответствует выбору квадратичного полинома, аппроксимирующего функцию $q(r, t)$. Причина спада со временем величины F_c состоит в том, что при $t \geq \Delta$ (плато импульса) напряжение на образце перестает расти, но накопление NSC продолжается, несмотря на понижение плотности инжеционного тока (см. рис. 2, в). В итоге эффективность ограничения поля NSC повышается и значения F_c и j_c , снижаясь, стремятся к своим стационарным значениям.

конкурирующими факторами: возрастанием напряжения на образце по закону, определяемому соотношением (2), и эффекту ограничения поля областью NSC у катода.

Первый отрезок на зависимости $F_c(t)$ соответствует относительно низкой напряженности электрического поля, при которой влияние NSC на $F_c(t)$ пренебрежимо мало. Возрастание напряженности электрического поля у катода на этом временном интервале связано только с линейным ростом напряжения на образце и совпадает с зависимостью $F_c(t)$ в отсутствие NSC (пунктирная прямая 4 на рис. 2, а).

Переход ко второму временному отрезку на зависимости $F_c(t)$ происходит, когда величина F_c достигает критического значения, при котором резко возрастает ток автоэлектронной эмиссии (см. зависимость $j_c(t)$ на рис. 2, в) и в прикатодной области начинает быстро накапливаться NSC. Скорость ограничения поля NSC у катода оказывается большей, чем скорость возрастания F_c вследствие подъема напряжения на образце. На зависимости $F_c(t)$ формируется максимум. По мере накопления NSC эффективность ограничения поля этим объемным зарядом все повышается и значение величины F_c стабилизируется. Как следствие этого, стабилизируется и плотность тока $j_c(t)$ (см. рис. 2, в). На зависимостях $F_c(t)$ и $j_c(t)$ формируется плато. Масштабная вставка на рис. 2, а более наглядно демонстрирует влияние функции, аппроксимирующей $q(r, t)$, на зависимость $F_c(t)$ в режиме ограничения поля NSC у катода. Видно, что различия между кривыми 1 – 3 незначительны, но более эффективно NSC ограничивает напряженность F_c при выборе в качестве аппроксимирующей функции полинома второй степени (кривая 1, относящаяся к квадратичной функции).

Переход к третьему временному отрезку зависимости $F_c(t)$ совершается в момент времени, когда напряжение на образце перестает расти, т. е. при $t = \Delta$. На плато импульса наблюдается быстрое снижение напряженности поля у катода. Отметим, что

Зависимости $F_{fr}(t)$, построенные с использованием различных пробных функций, аппроксимирующих $q(r, t)$, представлены на рис. 2, b. Так же, как и рассмотренные выше зависимости $F_c(t)$, они имеют несущественные различия, и это позволяет заключить, что выбор аппроксимирующей функции, удовлетворяющей перечисленным выше требованиям, не имеет принципиального значения при расчете распределения электрического поля в рассматриваемой электродной системе.

При анализе характера зависимости $F_{fr}(t)$ следует учитывать, что накапливающийся NSC не ограничивает, а усиливает напряженность поля на границе своего прорастания. Однако область NSC непрерывно смещается вглубь полимера и, вследствие этого, компонента электрического поля, определяемая геометрией электродной системы, сокращается, поэтому характерные временные отрезки, которые формируются на кривых $F_{fr}(t)$, не столь явно выражены, как на соответствующих кривых $F_c(t)$.

Величины F_{fr} и F_c при одних и тех же значениях времени t примерно одинаковы, т. е. в прикатодной области, где накапливается NSC, распределение электрического поля близко к однородному. При $F_{av} = 666 \text{ МВ/м}$ (что соответствует $U_{amp} = 1500 \text{ В}$) и толщине полимерной пленки 2,25 мкм, напряженность электрического поля в области накопления NSC достигает значений около 2,5 ГВ/м. Наносекунды существования поля со столь значительной напряженностью в этой области образца примерно соответствуют длительности переднего фронта электрического импульса.

Известно, что крутизна переднего фронта электрического импульса оказывает заметное влияние на многие явления, наблюдаемые в полимерных диэлектриках в сильных электрических полях. Например, в пленке полиэтилентерефталата наблюдается резкий подъем пробивной напряженности образца при увеличении крутизны переднего фронта импульса [11], при этом повышается интенсивность свечения импульсной электролюминесценции указанного полимера [24]. Согласно соответствующим наблюдениям авторов статей [24, 25], свечение полимера имеет место только в момент действия фронта импульса и отсутствует во время действия его плато.

Рассмотрим влияние длительности переднего фронта импульса ($U_{amp} = 1500 \text{ В}$) на зависимости $F_c(t)$ и $F_{fr}(t)$. Отметим, что здесь и далее все расчетные зависимости получены при аппроксимации функции $q(r, t)$ квадратичным полиномом (см. формулу (12)). Результаты расчетов представлены на рис. 3. Видно, что увеличение крутизны фронта импульса (за счет снижения длительности его переднего фронта при постоянной амплитуде) приводит к повышению напряженности электрического поля как у катода (см. рис. 3, a), так и на границе области прорастания NSC (см. рис. 3, b). Однако протяженность плато на зависимостях $F_c(t)$ и $F_{fr}(t)$, где напряженность поля достигает наибольших значений, сокращается. Например, при повышении крутизны фронта с 5 до 10 ГВ/с, напряженность поля в максимуме у катода возрастает с 2,30 до 2,45 ГВ/м (такое увеличение F_c приводит к росту плотности инжеционного тока с 1,2 до 3,2 МА/м²), а на фронте NSC – с 1,70 до 2,55 ГВ/м, но протяженность плато на зависимости $F_c(t)$ снижается со 190 до 100 нс, а на зависимости $F_{fr}(t)$ – со 160 до 75 нс.

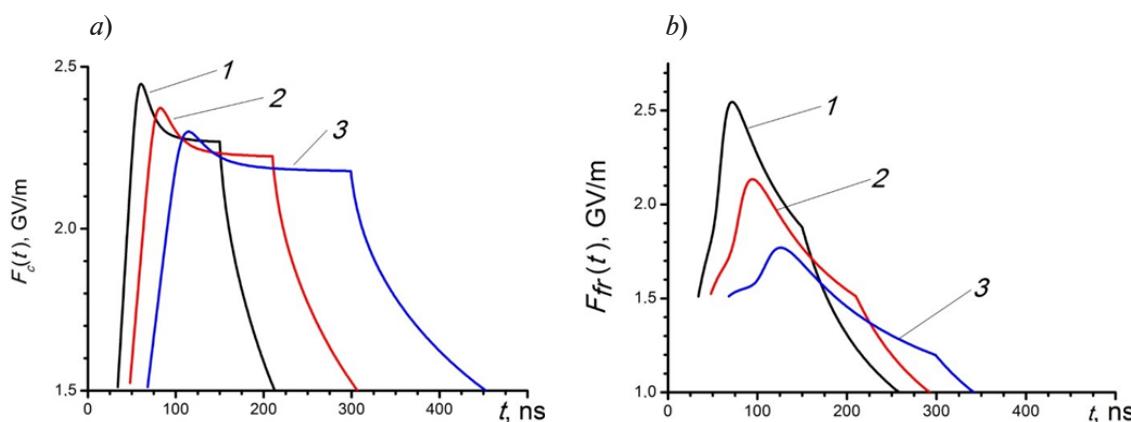


Рис. 3. Зависимости $F_c(t)$ (a) и $F_{fr}(t)$ (b), рассчитанные при $U_{amp} = 1500 \text{ В}$ и различных значениях крутизны фронта импульса, ГВ/с: 10 (1), 7 (2) и 5 (3)



Заключение

Таким образом, изучение динамики накопления отрицательного объемного заряда (NSC) в полимере при воздействии на него высоковольтного импульса с крутизной фронта около 1 ГВ/с и анализ изменения распределения напряженности электрического поля F , связанного с этим воздействием, позволяют заключить, что в прикатодной области этого полимера успевает сформироваться область NSC (за время порядка 100 нс), которая ограничивает напряженность поля у катода и повышает его напряженность на границе области прорастания NSC; при этом распределение напряженности электрического поля становится более однородным. Величина F в этой области полимерного диэлектрика, в несколько раз превосходящая свое среднее по образцу значение, возникает только на переднем фронте высоковольтного импульса. Сокращение длительности переднего фронта высоковольтного импульса приводит к возрастанию напряженности электрического поля в полимере в области накопления NSC, но длительность воздействия сильного электрического поля сокращается. Этот совокупный эффект может привести с одной стороны, к ускорению процессов, инициируемых в полимерном материале электрическим полем, но с другой, — к сокращению времени их воздействия на полимерный материал.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wu G. N., Wu J. D., Zhou L. R., Gao B., Zhou K., Guo X. X., Cao K. J. Microscopic view of aging mechanism of polyimide film under pulse voltage in presence of partial discharge // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2010. Vol. 17. No. 1. Pp. 125–132.
2. Zhao L., Su J., Zhang X., Pan Y. Experimental investigation on the role of electrodes in solid dielectric breakdown under nanosecond pulses // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2012. Vol. 19. No. 4. Pp. 1101–1107.
3. Wilson M. P., Given M. J., Timoshkin I. V., MacGregor S. J., Sinclair M. A., Thomas K. J., Lehr J. M. Impulse-breakdown characteristics of polymers immersed in insulating oil // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. Vol. 38. No. 10. Pp. 2611–2619.
4. Адамян Ю. Э., Кривошеев С. И., Магазинов С. Г. Особенности описания импульсной электрической прочности полимерных диэлектриков // Письма в Журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 5. С. 48–50.
5. Ni H., Zhang Q., Guo C., Wen T. Breakdown and streamer behavior in double-layer oil-paper insulation under impulses of varying front time // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2020. Vol. 27. No. 1. Pp. 103–111.
6. Важов В. Ф., Петренко Е. В. Объемный заряд в полимерных диэлектриках при воздействии импульсного и постоянного напряжений как фактор, влияющий на время до пробоя // Физика твердого тела. 2021. Т. 63. № 5. С. 617–621.
7. Wang X., Jiang Q., Wu C., Liu S., Wu K. Space charge characteristics at the XLPE/EPDM interface under DC voltage superimposed by a repetitive impulse voltage // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2023. Vol. 30. No. 5. Pp. 2084–2091.
8. Hole S., Alquie C., Lewiner J. Measurement of space-charge distributions in insulators under very rapidly varying voltage // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 1997. Vol. 4. No. 6. Pp. 719–724.
9. Семенов С. Е. Влияние температуры на импульсную электрическую прочность полимерных пленок // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 2. С. 141–149.
10. Смирнов И. В., Морозов В. А., Лукин А. А. Экспериментальное исследование электрической прочности акриловой ленты VHB при квазистатическом и импульсном напряжениях // Журнал технической физики. 2018. Т. 88. № 1. С. 151–153.
11. Закревский В. А., Пахотин В. А., Сударь Н. Т. Влияние крутизны фронта импульса напряжения на электрическую прочность полимеров // Журнал технической физики. 2019. Т. 89. № 1. С. 120–125.
12. Семенов С. Е., Капралова В. М., Пахотин В. А., Сударь Н. Т. Механизм развития импульсного пробоя в полимерных пленках // Физика твердого тела. 2022. Т. 64. № 8. С. 948–954.

13. Адамьян Ю. Э., Кривошеев С. И., Магазинов С. Г. Использование модели полевой ионизации для описания импульсного пробоя твердых диэлектриков // Журнал технической физики. 2024. Т. 94. № 2. С. 223–230.
14. Петров Ю. В., Морозов В. А., Смирнов И. В., Лукин А. А. Исследование эффекта электрического пробоя диэлектрика на участке спада импульса напряжений на основе подхода инкубационного времени // Журнал технической физики. 2015. Т. 85. № 12. С. 1–5.
15. Курбанов Э. Д. Об импульсном пробое диэлектрических сред // Электричество. 2009. № 6. С. 57–59.
16. Takada T. Acoustic and optical methods for measuring electric charge distributions in dielectrics // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 1999. Vol. 6. No. 5. Pp. 519–547.
17. Cisse L., Bamji S. S., Bulinski A. T. Electric field calculations for needle-plane geometry and space charge in polyethylene // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2003. Vol. 10. No. 1. Pp. 176–180.
18. Закревский В. А., Сударь Н. Т. Влияние объемного пространственного заряда на напряженность электрического поля в полимерных диэлектриках // Журнал технической физики. 1990. Т. 60. № 2. С. 66–81.
19. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. Пер. с англ. М.: «Мир», 1973. 416 с.
20. Dissado L. A., Fothergill J. C. Electrical degradation and breakdown in polymers (IEEE Materials and Devices Series; Vol. 9). London: Peter Peregrinus Ltd., 1992. 601 p.
21. Mizutani T., Takai Y., Osawa T., Ieda M. Barrier heights and surface states of metal-polymer (PET) contacts // Journal of Physics D: Applied Physics. 1976. Vol. 9. No. 15. Pp. 2253–2259.
22. Tyutnev A., Ihksanov R., Saenko V., Ashmarin V. About charge carrier mobility in common insulating polymers. // Journal of Applied Physics. 2020. Vol. 128. No. 22. P. 225501.
23. Бережанский В. Б., Быков В. М., Городов В. В., Закревский В. А., Сударь Н. Т. Влияние инжектированного заряда на распределение электрического поля в полимерном диэлектрике // Высокомолекулярные соединения (Серия Б). 1989. Т. 31. № 4. С. 275–281.
24. Kaneto K., Yoshino K., Kao K. C., Inuishi Y. Electroluminescence in poly (ethylene terephthalate) // Japanese Journal of Applied Physics. 1974. Vol. 13. No. 6. Pp. 1023–1024.
25. Kojima K., Takai Y., Ieda M. Electroluminescence in poly (ethylene terephthalate) (PET) I. Impulse voltage // Japanese Journal of Applied Physics. 1982. Т. 21. №. 6R. Pp. 860–864.

REFERENCES

1. Wu G. N., Wu J. D., Zhou L. R., et al., Microscopic view of aging mechanism of polyimide film under pulse voltage in presence of partial discharge, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 17 (1) (2010) 125–132.
2. Zhao L., Su J., Zhang X., Pan Y., Experimental investigation on the role of electrodes in solid dielectric breakdown under nanosecond pulses, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 19 (4) (2012) 1101–1107.
3. Wilson M. P., Given M. J., Timoshkin I. V., et al., Impulse-breakdown characteristics of polymers immersed in insulating oil, IEEE Trans. Plasma Sci. 38 (10) (2010) 2611–2619.
4. Adam'yan Y. E., Krivosheyev S. I., Magazinov S. G., Features in describing the impulse insulation strength of polymer dielectrics, Tech. Phys. Lett. 47 (3) (2021) 211–213.
5. Ni H., Zhang Q., Guo C., Wen T., Breakdown and streamer behavior in double-layer oil-paper insulation under impulses of varying front time, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 27 (1) (2020) 103–111.
6. Vazhov V. F., Petrenko E. V., Space charge in polymer dielectrics induced by pulses and DC voltages as a factor influencing the time to breakdown, Phys. Solid State. 63 (5) (2021) 770–774.
7. Wang X., Jiang Q., Wu C., et al., Space charge characteristics at the XLPE/EPDM interface under DC voltage superimposed by a repetitive impulse voltage, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 30 (5) (2023) 2084–2091.
8. Hole S., Alquie C., Lewiner J., Measurement of space-charge distributions in insulators under very rapidly varying voltage, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 4 (6) (1997) 719–724.



9. Semenov S. E., The temperature effect on impulse dielectric strength of polymer films, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (2) (2024) 141–149 (in Russian).
10. Smirnov I. V., Morozov V. A., Lukin A. A., Springhetti R., Experimental analysis of electrical breakdown of acrylic VHB tape under quasi-static and pulsed voltage, Tech. Phys. 63 (1) (2018) 152–154.
11. Zakrevskii V. A., Pakhotin V. A., Sudar N. T., Effect of the voltage pulse front steepness on the electrical strength of polymers, Tech. Phys. 63 (12) (2018) 1814 –1819.
12. Semenov S. E., Kapralova V. M., Pakhotin V. A., Sudar N. T., A mechanism of pulse breakdown in polymeric films, Phys. Solid State. 64 (8) (2022) 954 –960.
13. Adam'yan Yu. E., Krivosheyev S. I., Magazinov S. G., Using the field ionization model to describe pulsed breakdown of solid dielectrics, Tech. Phys. 94 (2) (2024) 223–230 (in Russian).
14. Petrov Y. V., Morozov V. A., Smirnov I. V., Lukin, A. A., Electrical breakdown of a dielectric on the voltage pulse trailing edge: Investigation in terms of the incubation time concept, Tech. Phys. 60 (12) (2015) 1733–1737.
15. Kurbanov E. D., Ob impulsnom proboye dielektricheskikh sred [On the impulse breakdown of dielectric media], Elektrичество [Electricity] (6) (2009) 57–59 (in Russian).
16. Takada T., Acoustic and optical methods for measuring electric charge distributions in dielectrics, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 6 (5) (1999) 519–547.
17. Cisse L., Bamji S. S., Bulinski A. T., Electric field calculations for needle-plane geometry and space charge in polyethylene, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 10 (1) (2003) 176–180.
18. Zakrevskiy V. A., Sudar N. T., Vliyaniye obyemnogo prostranstvennogo zaryada na napryazhennost elektricheskogo polya v polimernykh dielektrikakh [The effect of volume space charge on the electric field strength in polymer dielectrics], Tech. Phys. 60 (2) (1990) 66–81 (in Russian).
19. Lampert M. A., Mark P., Current injection in solids, Academic Press, New York, London, 1970.
20. Dissado L. A., Fothergill J. C., Electrical degradation and breakdown in polymers (IEEE Materials and Devices Series; Vol. 9), Peter Peregrinus Ltd., London, 1992.
21. Mizutani T., Takai Y., Osawa T., Ieda M., Barrier heights and surface states of metal-polymer (PET) contacts, J. Phys. D. Appl. Phys. 9 (15) (1976) 2253–2259.
22. Tyutnev A., Ihksanov R., Saenko V., Ashmarin V., About charge carrier mobility in common insulating polymers, J. Appl. Phys. 128 (22) (2020) 225501.
23. Berezhanskiy V. B., Bykov V. M., Gorodov V.V., et al., Vliyaniye inzhektirovannogo zaryada na raspredeleniye elektricheskogo polya v polimernom dielektriye [The effect of injected charge on the distribution of electric field in a polymer dielectric], Polymer Sci. Ser. B. (USSR). 31 (4) (1989) 275–281 (in Russian).
24. Kaneto K., Yoshino K., Kao K. C., Inuishi Y., Electroluminescence in poly (ethylene terephthalate), Jpn. J. Appl. Phys. 13 (6) (1974) 1023–1024.
25. Kojima K., Takai Y., Ieda M., Electroluminescence in poly (ethylene terephthalate) (PET) I. Impulse voltage, Jpn. J. Appl. Phys. 21 (6R) (1982) 860–864.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

СЕМЕНОВ Сергей Евгеньевич — младший научный сотрудник лаборатории физики прочности Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

moritohayama96@gmail.com

ORCID: 0009-0000-5779-9966

СУДАРЬ Николай Тобисович — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы электроники и микросистемной техники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

sudar53@mail.ru

ORCID: 0000-0001-7380-7727

ПАХОТИН Владимир Александрович — доктор технических наук, старший научный сотрудник лаборатории физики прочности Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

v.pakhotin@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0002-8499-8650

THE AUTHORS

SEMENOV Sergey E.

Ioffe Institute of RAS

26 Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

moritohayama96@gmail.com

ORCID: 0009-0000-5779-9966

SUDAR Nikolay T.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

sudar53@mail.ru

ORCID: 0000-0001-7380-7727

PAKHOTIN Vladimir A.

Ioffe Institute of RAS

26 Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

v.pakhotin@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0002-8499-8650

*Статья поступила в редакцию 24.06.2025. Одобрена после рецензирования 22.08.2025.
Принята 22.08.2025.*

Received 24.06.2025. Approved after reviewing 22.08.2025. Accepted 22.08.2025.