

06

## Влияние крутизны фронта импульса напряжения на электрическую прочность полимеров

© В.А. Закревский,<sup>1</sup> В.А. Пахотин,<sup>1</sup> Н.Т. Сударь<sup>2,¶</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

¶ e-mail: sudar53@mail.ru

(Поступило в Редакцию 2 марта 2018 г.)

Исследовано влияние крутизны переднего фронта высоковольтного импульса на электрическую прочность пленки полиэтилентерефталата толщиной  $3\ \mu\text{m}$ . Установлено, что ее пробивная напряженность логарифмически возрастает с 550 до 700 MV/m при увеличении скорости нарастания напряжения (крутизны фронта импульса) с 2 до 70 GV/s. Показано, что полученные экспериментальные данные можно описать, используя представление об ионизационном механизме пробоя полимеров, не связанном с развитием в них ударной ионизации и учитывая уменьшение коэффициента электрических перенапряжений в полимерном диэлектрике при увеличении крутизны фронта импульса.

DOI: 10.21883/JTF.2019.01.46972.98-18

### Введение

Актуальность исследования закономерностей пробоя полимерных диэлектриков при кратковременном (импульсном) воздействии на них сильного электрического поля обусловлена как потребностями современной импульсной техники, так и отсутствием единой точки зрения на физический механизм развития пробоя полимеров в этих условиях.

В современной импульсной технике (импульсных конденсаторах, трансформаторах и других устройствах) в качестве изоляции широко используются полимерные пленки, обладающие высокой электрической прочностью. Поэтому изучению электропрочностных свойств пленок полимеров уделяется большое внимание. Особый интерес представляет изучение электрической прочности полимеров в микро- и субмикросекундном диапазоне времен, когда время возрастания напряжения (длительность переднего фронта импульса) составляет 10–100 ns. При этом скорость возрастания напряжения  $dV/dt$  достигает значений в десятки GV/s. Поэтому необходимость изучения электропрочностных свойств полимеров в этих условиях не вызывает сомнений.

Известен ряд работ, в которых исследовалось влияние крутизны фронта импульса на величину пробивной напряженности поля  $F_{br}$  образцов различных полимерных диэлектриков [1–7].

В работах [1, 2] при изучении импульсного пробоя полиметилметакрилата было установлено, что при возрастании крутизны фронта импульса с 0.5 до 200 GV/(m·s) значения  $F_{br}$  уменьшаются с 13 до 6 MV/cm, но при крутизне фронта импульса менее 0.5 GV/(m·s) зарегистрировано возрастание  $F_{br}$  при увеличении  $dV/dt$ , т.е. на зависимости  $F_{br}(dV/dt)$  наблюдался максимум. Напротив, наличие минимума пробивного напряжения на  $F_{br}(dV/dt)$  зафиксировано в работе [3] для таких

полимеров как политетрафторэтилен, полиэтилентерефталат (ПЭТФ) и полиимид. Однако в работах [4,6,7] для образцов полипропилена [4], ПЭТФ и полиэтилена [6], акриловой ленты VHB [7] на зависимости  $F_{br}(dV/dt)$  зафиксировано только увеличение  $F_{br}$  при увеличении крутизны фронта импульса напряжения.

Цитируемые выше публикации, несмотря на противоречивость представленных в них данных, свидетельствуют о существенном влиянии крутизны фронта импульса на импульсную электрическую прочность полимеров.

Целью настоящей работы являлось изучение влияния крутизны фронта импульса, т.е. скорости приложения электрического поля к пленочным полимерным диэлектрикам, на их электрическую прочность и рассмотрение результатов соответствующих экспериментов с позиций современных представлений о процессах электрического пробоя полимерных диэлектриков.

### Методика эксперимента

Объектом исследования являлась двуосноориентированная пленка ПЭТФ промышленного производства толщиной  $d = 3\ \mu\text{m}$ . Она закреплялась в специальной оправке между двумя стальными электродами и помещалась в конденсаторное масло. Один из электродов (плоский) находился под потенциалом земли. На второй (сферический электрод диаметром 6 mm) подавался высоковольтный импульс отрицательной полярности длительностью  $\sim 10\ \mu\text{s}$ . Напряжение на его переднем фронте изменялось со временем по закону

$$V(t) = V_m \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (1)$$

где  $V_m$  — амплитуда импульса ( $V_m = 2500\ \text{V}$ ),  $t$  — время,  $\tau$  — постоянная времени. Генератор высоковольтных

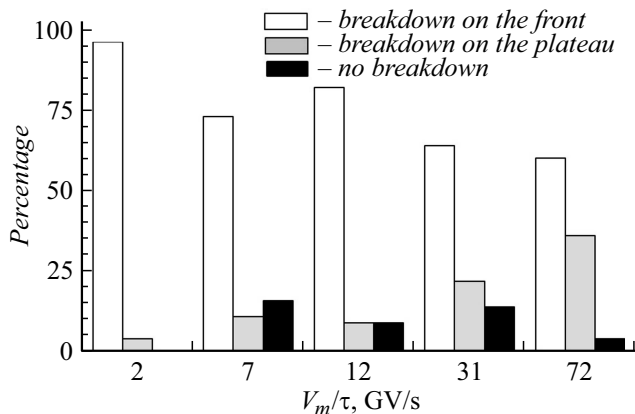
импульсов обеспечивал возможность варьирования значения  $\tau$  в диапазоне  $10^1 - 10^3$  ns. В качестве параметра, характеризующего крутизну фронта импульса, в дальнейшем использовалось отношение  $V_m/\tau$ .

Испытание пленки на пробой заключалось в однократном воздействии на нее высоковольтного импульса с фиксированным для каждой серии испытаний параметром  $V_m/\tau$ . В каждой серии испытывалось 30 образцов. Все испытания проводились при температуре 293 К.

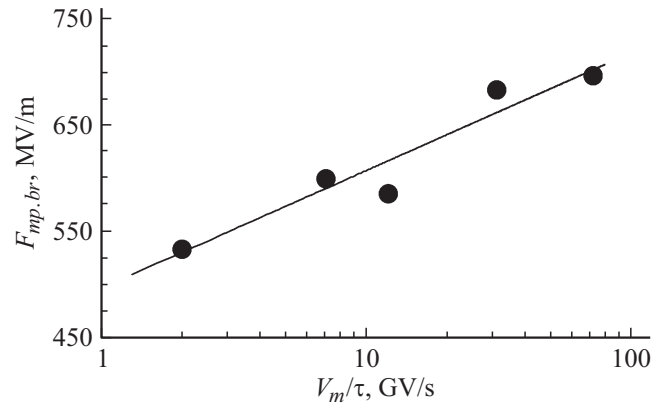
Для измерения напряжения на образце и определения момента электрического пробоя использовался широкополосный запоминающий осциллограф ADS-2332 (интервал дискретизации 1 ns) с высоковольтным (до 2.5 kV) широкополосным делителем TTHV250 с граничной частотой 300 МГц. Момент пробоя пленки на осциллограммах фиксировался по резкому падению напряжения на образце.

## Экспериментальные данные и их обсуждение

В ходе электрических испытаний было установлено, что при однократном воздействии на образец пленки ПЭТФ высоковольтного импульса электрический пробой мог наблюдаться как на его фронте, так и плато. Для некоторых образцов при выбранной величине  $V_m$  пробой не регистрировался вовсе. На рис. 1 представлены распределения долей образцов (в процентах) по отношению к общему числу образцов в серии, соответствующие пробую на фронте и на плато импульса, а также отсутствию пробоя при различных значениях крутизны фронта импульса. Видно, что пробой происходит в основном на фронте импульсов. При этом доля образцов возрастает по мере уменьшения крутизны фронта, т. е. по мере увеличения времени воздействия возрастающего напряжения, достигая значения  $\sim 96\%$  при 2 GV/s. Таким образом, так же как и в работе [8], можно сделать вывод о том, что часть образцов „не успевает“



**Рис. 1.** Доли образцов в процентах по отношению к общему числу образцов в серии, соответствующие пробую на фронте и плато импульса, а также отсутствию пробоя образца при различных величинах  $V_m/\tau$ .



**Рис. 2.** Зависимость наиболее вероятной пробивной напряженности пленки ПЭТФ от величины  $V_m/\tau$ .

пробиться за время воздействия импульса с указанной длительностью, амплитудой и крутизной фронта. Подобные результаты изучения воздействия импульсного напряжения на полимеры получены в работах [8,9]. Анализ результатов, полученных при пробое на фронте импульсов, далее будет уделено основное внимание.

Рассмотрим данные, характеризующие особенности пробоя на фронте импульсов, т. е. данные о зависимости электрической прочности полимеров от скорости подъема напряжения. При пробое пленки на фронте импульса значения величин пробивного напряжения  $V_{br}$  характеризуются значительным разбросом, что позволяет рассматривать значения  $V_{br}$  как случайные величины, реализуемые с определенной вероятностью. При статистическом анализе экспериментальных результатов исследования пробоя полимерной пленки использовалось двухпараметрическое распределение Вейбулла, имеющее вид

$$f(V_{br}) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{V_{br}}{V_0}\right)^\beta\right], \quad (2)$$

где  $f(V_{br})$  — вероятность того, что пробой произойдет при напряжении  $V_{br}$ ,  $\beta$  — параметр формы,  $V_0$  — параметр масштаба распределения.

Результаты аппроксимации эмпирической функции распределения распределением Вейбулла представлены в таблице. Отметим, что достоверность аппроксимации  $r^2$  результатов испытаний распределением Вейбулла превышает 0.92 для всех значений крутизны фронта импульса, что свидетельствует об обоснованности его применения. Определив на основании экспериментальных данных параметры  $\beta$  и  $V_0$ , можно рассчитать наиболее вероятное значение пробивного напряжения  $V_{mp.br}$  и дисперсию распределения [10].

На рис. 2 представлена зависимость наиболее вероятной пробивной напряженности  $F_{mp.br}$  ( $F_{mp.br} = V_{mp.br}/d$ ) от  $V_m/\tau$  для пленки ПЭТФ. Оценки величины ошибок для значений  $F_{mp.br}$  (на основании данных таблицы) приводят к значениям коэффициента вариации  $\sim 30\%$ . Представленные результаты испытаний на пробой позволяют сделать вывод о том, что в рассматриваемом

Значения параметров распределения Вейбулла, используемого для описания  $f(V_{br})$ , и коэффициент корреляции  $r^2$  при различных значениях  $V_m/\tau$

$V_m/\tau$ , GV/s	2	7	12	31	72
$\beta$	2.89	2.40	3.53	2.53	2.87
$V_0$ , V	1797	2031	1953	2310	2343
$r^2$	0.98	0.98	0.95	0.92	0.97

диапазоне изменения  $V_m/\tau$  увеличение крутизны фронта импульса приводит к возрастанию  $F_{mp.br}$  полимерной пленки с 550 до 700 MV/m.

Рассматриваемая зависимость в полулогарифмических координатах  $F_{mp.br} - \lg(V_m/\tau)$  может быть аппроксимирована прямой

$$F_{mp.br} = a \lg\left(\frac{V_m}{\tau}\right) + b. \quad (3)$$

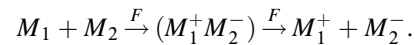
Значения параметров прямой (3), определенные с помощью метода наименьших квадратов, равны:  $a = 109.9$  MV/m и  $b = 497.4$  MV/m. Здесь и далее при расчетах принималось  $[V_m/\tau] =$  GV/s.

Перейдем к обсуждению результатов экспериментов. В полимерных диэлектриках механизм ударной ионизации не может реализоваться [11–13]. Будем рассматривать в качестве причины электрического пробоя полимерных диэлектриков при воздействии на них импульсного напряжения полевою ионизацию макромолекул. Соответствующий физический механизм разрушения полимеров в электрическом поле, не связанный с ударной ионизацией, позволяет с единых позиций рассмотреть старение полимеров в электрическом поле со временем и объяснить быстрое возрастание тока при электрическом пробое [13,14]. Накопление в полимерах электронов и положительных молекулярных ионов (дырок) вследствие полевой ионизации макромолекул приводит к возникновению дебаевского экранирования зарядов и, как следствие этого, снижению потенциала ионизации молекул, что, в свою очередь, ускоряет образование несвязанных зарядов в полимере. Таким образом, реализуется самоускоряющийся процесс, приводящий к возрастанию концентрации свободных носителей зарядов. На определенном этапе происходит взрывообразное изменение свойств полимера — потеря им диэлектрических свойств, т. е. его пробой.

Ионизационный механизм электрического пробоя полимерных диэлектриков предполагает протекание двух взаимосвязанных процессов, обуславливающих возникновение в полимере твердотельной плазмы и увеличение ее концентрации до критического значения. В качестве таковых рассматривается полевая ионизация макромолекул и термофлуктуационный распад образующихся молекулярных ионов. Вследствие кратковременности развития импульсного пробоя можно ограничиться анализом лишь наиболее быстротекущего процесса,

а именно рассмотрением полевой ионизации макромолекул при туннельном переходе электрона с уровня высшей занятой молекулярной орбитали макромолекулы (НОМО) на низшую свободную орбиталь (LUMO) другой молекулы [8]. Такой подход был использован нами и в настоящей работе.

Отметим, что образовавшиеся в результате этих переходов возбужденные состояния являются межмолекулярными СТ-состояниями [15]. Они являются предшественниками свободных носителей зарядов, возникающих при диссоциации таких состояний с переносом заряда:



Здесь  $M_1$  и  $M_2$  — макромолекулы,  $M_1^+$  и  $M_2^-$  — молекулярные ионы,  $F$  — локальная напряженность электрического поля, действующего на молекулы. Диссоциация в электрическом поле рассматриваемых пар происходит с большой вероятностью, если  $F > e/(4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2)$ , где  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полимера,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  F/m,  $r$  — расстояния между зарядами в паре. В сильных электрических полях это условие выполняется.

В этом случае скорость накопления дырок определяется уравнением

$$\frac{dp}{dt} = k_{HL}(p)[M_0 - p], \quad (4)$$

где  $p$  — концентрация дырок,  $M_0$  — начальная концентрация способных ионизоваться фрагментов макромолекул,  $k_{HL}(p)$  — константа скорости туннельной ионизации, обусловленной переходами НОМО–LUMO. Полагая, что электроны туннелируют в направлении электрического поля, а барьер является треугольным, определим  $k_{HL}(p)$  как

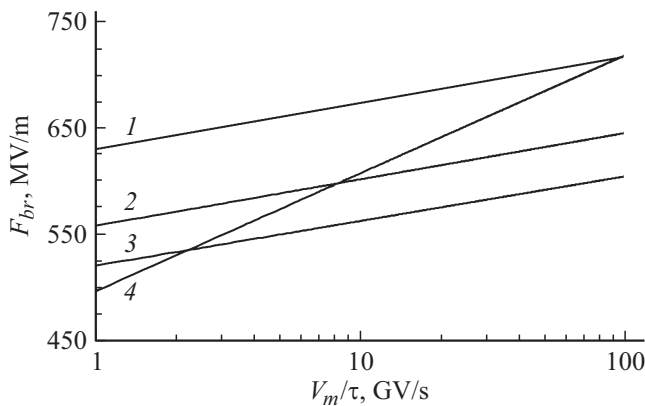
$$k_{HL}(p) = \nu_0 \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m} \Delta^{3/2}}{3e\hbar F}\right), \quad (5)$$

где  $\nu_0$  — частотный фактор,  $\nu_0 \approx 10^{16} \text{ s}^{-1}$ ,  $m$  — масса электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\Delta$  — высота потенциального барьера.

С учетом снижения высоты потенциального барьера вследствие эффекта дебаевского экранирования для расчета  $\Delta$  используем соотношение

$$\Delta = E_g - \Delta I(p). \quad (6)$$

Здесь  $E_g$  — ширина энергетической щели, определяемая как  $E_g = |E_{\text{НОМО}} - E_{\text{LUMO}}|$  ( $E_{\text{НОМО}}$  и  $E_{\text{LUMO}}$  — энергии уровней НОМО и LUMO),  $\Delta I(p)$  — снижение энергии ионизации макромолекул вследствие эффекта дебаевского экранирования. Величина  $\Delta I(p)$  рассчитывается по



**Рис. 3.** Расчетные зависимости  $F_{br}(V_m/\tau)$ , выполненные при значениях коэффициента электрических перенапряжений 5.7 (1), 6.6 (2) и 7.0 (3). Прямая 4 аппроксимирующая прямая экспериментальной зависимости  $F_{mp.br}(V_m/\tau)$  (тождественна прямой, изображенной на рис. 2).

формуле [14,16]

$$\Delta I(p) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_D(p)}, \tag{7}$$

где  $r_D(p)$  — дебаевский радиус экранирования, равный

$$r_D(p) = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 k_B T}{e^2 p}}, \tag{8}$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

Уравнение (4) решалось численно методом Адамса-BDF с начальным условием  $p = 0$  при  $t = 0$  [17]. Расчеты проводились при  $V_m = 2500$  В,  $d = 3 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon = 3.1$ ,  $M_0 = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  и  $E_g = 6.5 \text{ eV}$  для различных значений  $\tau$  при  $T = 293$  К. Принималось, что локальная напряженность поля  $F$  изменяется со временем по закону  $F(t) = kV(t)/d$ , где  $k$  — коэффициент электрических перенапряжений, а  $V(t)$  — определяется соотношением (1). Момент времени пробоя, а следовательно и величина  $F_{br}$ , определялись по моменту достижения критического значения концентрации дырок  $p_{cr} = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [8]. При такой концентрации дырок вследствие самоускоряющегося процесса полевой ионизации молекул происходит взрывообразное возрастание концентрации носителей зарядов. В результате наблюдается резкий рост тока, вызывающего пробой диэлектрика, что согласуется с результатами экспериментов по пробую полимеров [18].

Результаты расчетов зависимостей  $F_{br}(V_m/\tau)$ , выполненных при  $T = 293$  К и  $k$ , равных 5.7 (1), 6.5 (2) и 7.0 (3), представлены на рис. 3. Оказалось, что в полулогарифмических координатах они линейны, т. е.

$$F_{br} = a' \lg\left(\frac{V_m}{\tau}\right) + b', \tag{9}$$

где  $a'$  и  $b'$  — параметры расчетных прямых.

Прямая 4 на этом рисунке соответствует зависимости  $F_{mp.br}[\lg(V_m/\tau)]$ , построенной на основании экспериментально определенных значений параметров  $a$  и  $b$ . Она тождественна прямой, изображенной на рис. 2.

Обращает на себя внимание различие в величинах углов наклона экспериментальной и расчетных прямых. Среднее значение величины  $a'$  расчетных прямых при изменении  $k$  в интервале от 5.7 до 7 равно  $(42.1 \pm 0.4) \text{ MV/m}$ , т. е. для расчетных прямых наклон оказался в  $\sim 2.5$  раза меньше, чем для экспериментальной. Поэтому при  $k = 5.7$  наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных для импульсов с высокой крутизной фронта, для которых скорость возрастания напряжения составляет  $\sim 10^2 \text{ GV/s}$ , а при  $k = 7.0$  экспериментальные и расчетные данные согласуются при значениях  $V_m/\tau$ , равных 2–3  $\text{GV/s}$ , т. е. для импульсов с относительно невысокой крутизной фронта.

Расчеты показали, что по мере уменьшения величины  $k$  прямые, определяемые соотношением (9), смещаются вверх по оси ординат так, что  $a' \approx \text{const}$ , а параметр прямых  $b'$  зависит от коэффициента электрических перенапряжений, причем в рассматриваемом интервале изменения  $V_m/\tau$  реализуется соотношение

$$b' = b_0 - \alpha k, \tag{10}$$

где  $b_0 = 1134 \text{ MV/m}$  и  $\alpha = 87.6 \text{ MV/m}$ .

Ранее автором работы [1] было высказано предположение о причине влияния крутизны фронта импульса на пробивную напряженность электрического поля в полимерном диэлектрике. По его мнению, причиной этого влияния является накапливающийся в полимере объемный заряд (ОЗ), влияющий на распределение электрического поля в полимере. Вопрос о том, как конкретно ОЗ влияет на  $F_{br}$  при различной скорости нагружения полимеров, в работе [1] не рассматривался.

Представленные на рис. 3 результаты показывают, что коэффициент усиления поля  $k$  изменяется при изменении скорости подъема напряжения на образце, что несомненно связано с особенностями формирования ОЗ, а именно с зависимостью этого процесса от напряжения и времени. Однако в связи с существованием зависимости  $k(V_m/\tau)$  неясно, почему экспериментальная зависимость  $F_{mp.br}[\lg(V_m)]$  оказывается близка к линейной. Для ответа на этот вопрос проанализируем возможное влияние ОЗ на значение  $k$  при импульсном воздействии на полимер более подробно, оценив величины  $k$  при различных величинах крутизны фронта импульса.

В сильных электрических полях носители заряда (как электроны, так и дырки) способны инжектироваться из электродов в полимерный диэлектрик. Захватываясь на ловушки, они формируют в диэлектрике ОЗ. Отличительной особенностью полимерных диэлектриков является высокая концентрация в них нейтральных ловушек электронов  $N_t$ , достигающая значений  $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [19–21]. Примем при дальнейших расчетах  $N_t = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Формирование ОЗ происходит в

результате конкуренции процессов захвата и освобождения электронов из ловушек. Среднее время удержания электрона на ловушке  $t_{\text{trap}}$  при данной температуре определяется ее глубиной  $E_t$  и равно

$$t_{\text{trap}} = \tau_0 \exp\left(\frac{E_t}{k_B T}\right), \quad (11)$$

где  $\tau_0 \approx 10^{-13}$  с.

Оценим концентрацию ловушек, способных удержать носители заряда в течение времени  $t \geq t_{\text{trap}}$ . Из соотношения (11) следует, что данному условию удовлетворяют ловушки, глубина которых  $E_t' \geq k_B T \ln(t_{\text{trap}}/\tau_0)$ .

Будем считать, согласно [22], что энергетическая плотность ловушечных состояний характеризуется экспоненциальным распределением

$$g(E) = \frac{N_t}{\langle E_t \rangle} \exp\left(-\frac{E_t}{\langle E_t \rangle}\right), \quad (12)$$

где  $\langle E_t \rangle$  — средняя глубина ловушек,  $\langle E_t \rangle = 0.5$  eV. Концентрация ловушечных состояний  $n_t$ , которые в данных условиях можно рассматривать как „глубокие“, занятые носителями заряда ловушки, определяется посредством интегрирования соотношения (12) в пределах от  $E_t'$  до  $\infty$ . Для  $T = 293$  К при изменении  $t_{\text{trap}}$  от 10 до  $10^3$  ns значение  $n_t$  изменяется от  $0.55N_t$  до  $0.44N_t$ .

Столь слабая зависимость  $n_t$  от  $t_{\text{trap}}$  позволяет моделировать процесс накопления ОЗ как прорастание в глубь полимера слоя ОЗ с постоянной в пространстве и времени концентрацией, равной примерно  $0.5N_t$ .

Оценим достигаемые значения  $k$  и время накопления ОЗ вблизи от инжектирующего электрода в плоскопараллельной электродной системе. Примем, что плотность распределения заряда  $n_t(x)$  в межэлектродном пространстве определяется как

$$n_t(x) = \begin{cases} 0.5N_t, & \text{если } 0 \leq x \leq x_f, \\ 0, & \text{если } x_f \leq x \leq d. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь  $x_f$  — граница прорастания заряда, а  $x = 0$  соответствует поверхности электрода.

Решая уравнение Пуассона для поля  $F(x)$  и заряда  $n_t(x)$  и полагая, что  $\int_0^d F(x) dx = V$ , получим, что максимальная напряженность электрического поля  $F_{\text{max}}$  достигается при  $x \geq x_f$  и при  $x_f \ll d$  равна

$$F_{\text{max}} \approx F_{\text{av}} + \frac{eN_t x_f}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (14)$$

где  $F_{\text{av}}$  — средняя напряженность поля в диэлектрике, равная  $F_{\text{av}} = V/d$ . Из соотношения (14) следует, что  $k = F_{\text{max}}/F_{\text{av}}$  возрастает по мере увеличения глубины прорастания ОЗ и его концентрации. Оценим глубину прорастания заряда в зависимости от крутизны фронта импульса. Учтем, что в экспериментах в момент пробоя  $F_{\text{av}} = F_{\text{br}}$ . Примем значения  $k$  равными 5.7 и 7, т.е. будем полагать их равными значениям  $k$ , используемым

ранее при построении прямых 1, 3 на рис. 3. Тогда из соотношения (14) получим, что граница прорастания заряда слабо зависит от крутизны фронта импульса и составляет  $\sim 0.2 \mu\text{m}$ , хотя время воздействия электрического поля (время до пробоя) отличается при этом в  $\sim 100$  раз.

Оценим время  $\Delta t$ , за которое заряд может прорасти на глубину  $0.2 \mu\text{m}$ . Будем считать, что  $x_f \approx \mu F_{\text{max}} \Delta t$ , где  $\mu$  — подвижность носителей заряда. Примем, согласно [18],  $\mu \approx 10^{-8} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ , а  $F_{\text{max}} \approx k F_{\text{br}}$ . Тогда при  $k = 5.7$  (это значение  $k$  соответствует крутизне фронта импульса  $\sim 100 \text{ GV}/(\text{m} \cdot \text{s})$ ), получим  $\Delta t \approx 6$  ns. Поэтому даже при самой высокой скорости подъема напряжения, реализуемой в наших экспериментах и, как следствие этого, минимальном времени воздействия электрического поля, к моменту пробоя в полимерном диэлектрике успевает накопиться ОЗ с высокой концентрацией и сформироваться область электрических перенапряжений.

Изложенное выше дает основание предполагать, что процесс накопления ОЗ в полимерном диэлектрике при воздействии на него высоковольтных импульсов развивается по следующей схеме. Первоначально в течение нескольких наносекунд в приэлектродной области полимерного диэлектрика накапливается ОЗ, характеризующийся высокой концентрацией. Глубина его прорастания невелика и составляет десятые доли микрона. В области  $x \geq x_f$  поле усиливается, достигая значений, при которых становится возможной полевая ионизация молекул. Однако в дальнейшем вследствие ограничения тока инжекции, накопление ОЗ резко замедляется. При увеличении  $\tau$  (уменьшении крутизны фронта импульса) время до пробоя возрастает, что и приводит к некоторому увеличению глубины прорастания заряда и, как следствие этого, к увеличению напряженности электрического поля в области  $x \geq x_f$ .

Отметим, что взаимосвязь между  $k$  и  $V_m/\tau$ , которую необходимо учитывать для согласования расчетных и экспериментальных данных, с одной стороны, должна соответствовать линейному характеру зависимости  $F_{\text{br}}[\lg(V_m/\tau)]$ , а с другой — учитывать рассмотренную выше качественную схему накопления ОЗ. Этим требованиям удовлетворяет следующее соотношение:

$$k \approx k_0 - \gamma \lg\left(\frac{V_m}{\tau}\right), \quad (15)$$

где  $k_0$  и  $\gamma$  — положительные константы. Параметр  $k_0$  соответствует значению коэффициента перенапряжений при времени инжекции менее 10 ns, а параметр  $\gamma$  определяет процесс изменения значения  $k$  со временем. Действительно, преобразовав выражение (9) с учетом соотношений (10) и (15), получим

$$F_{\text{br}} = (a' + \alpha\gamma) \lg\left(\frac{V_m}{\tau}\right) + (b_0 - \alpha k_0). \quad (16)$$

Из соотношения (16) следует, что учет взаимосвязи между  $k$  и  $V_m/\tau$  в виде (15) при расчете пробивной

напряженности полимерной пленки, не изменяет формы зависимости  $F_{br}[\lg(V_m/\tau)]$ , а приводит лишь к увеличению угла наклона расчетной прямой.

Наилучшее соответствие между расчетными и экспериментальными данными достигается при  $k_0 = 7.1$  и  $\gamma = 0.82$ . В этом случае  $(a' + \alpha\gamma) = 114.3$  MV/m и  $(b_0 - \alpha k_0) = 509.2$  MV/m, которые хорошо согласуются с параметрами  $a$  и  $b$ , определенными из экспериментов.

## Заключение

Таким образом, в настоящей работе получены экспериментальные данные о влиянии крутизны фронта высоковольтных импульсов на электропрочностные свойства пленки ПЭТФ. Установлено, что пробивная напряженность пленки ПЭТФ логарифмически возрастает с ростом скорости повышения напряжения. Показано, что полученные результаты можно описать, используя представления об ионизационном механизме пробоя полимеров, не связанном с развитием в них ударной ионизации. Наблюдаемое возрастание  $F_{br}$  исследуемой пленки при увеличении крутизны фронта импульса в рассматриваемом диапазоне изменения  $V_m/\tau$  может быть связано с двумя факторами, а именно изменением скорости накопления ионизированных фрагментов макромолекул и уменьшением коэффициента электрических перенапряжений в полимерном диэлектрике при увеличении крутизны фронта импульса.

## Список литературы

- [1] *Watson D.B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. Vol. 5. P. 410–414. DOI: 10.1088/0022-3727/5/2/323
- [2] *Watson D.B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1971. Vol. 4. P. 47–48. DOI: 10.1088/0022-3727/4/5/101
- [3] *Важов В.Ф., Молдобаев К.Д.* // Электричество. 2009. № 12. С. 89–92.
- [4] *Wilson M.P., Timoshkin I.V., Given M.J., Macgregor S.J., Sinclair M.A., Thomas K.J., Lehr J.M.* // IEEE Trans. Elect. Insul. 2011. Vol. 18. N 4. P. 1003–1010. DOI: 10.1109/TDEI.2011.5976088
- [5] *Kitani I., Arii K.* // IEEE T. Elect. Insul. 1980. Vol. 15. N 2. P. 134–139. DOI: 10.1109/TEI.1981.298353
- [6] *Кривко В.В., Лехт Ю.И.* // Изв. ТПУ. 1970. Т. 157. С. 201–205.
- [7] *Смирнов И.В., Springhetti R., Морозов В.А., Лукин А.А.* // ЖТФ. 2018. Т. 88. Вып. 1. С. 151–153. DOI: 10.21883/JTF.2018.01.45500.2177
- [8] *Закревский В.А., Пахотин В.А., Сударь Н.Т.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 2. С. 249–253. [*Zakrevskii V.A., Pakhotin V.A., Sudar' N.T.* // Tech. Phys. 2017. Vol. 62. N 2. P. 276–281.] DOI: 10.21883/JTF.2017.02.44133.1907
- [9] *Yamada H., Fujiwara T., Suzuoki Y.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. Vol. 26. P. 1328–1330. DOI: 10.1088/0022-3727/26/8/029
- [10] *Капур К., Ламберсон Л.* Надежность и проектирование систем. М.: Мир, 1980. 604 с.
- [11] *Dissado L.A., Fothergill J.C.* Electrical Degradation and Breakdown in Polymers. London: Peter Peregrinus, 1992. 620 p.
- [12] *Закревский В.А., Сударь Н.Т.* // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 5. С. 931–936. [*Zakrevskii V.A., Sudar' N.T.* // Phys. Solid State. 2005. Vol. 47. N 5. P. 961–967.]
- [13] *Закревский В.А., Сударь Н.Т.* // ФТТ. 2013. Т. 55. Вып. 7. С. 1298–1303. [*Zakrevskii V.A., Sudar' N.T.* // Phys. Solid State. 2013. Vol. 55. N 7. P. 1395–1400.]
- [14] *Zakrevskii V.A., Pakhotin V.A., Sudar N.T.* // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 115. P. 234101. DOI: 10.1063/1.4883365
- [15] *Dyakonov V., Frankevich E.* // Chem. Phys. 1998. Vol. 227. N 1–2. P. 203–217. DOI: 10.1016/S0301-0104(97)00305-4
- [16] *Griem H.R.* // Phys. Rev. 1962. Vol. 128. N 3. P. 997–1003. DOI: 10.1103/PhysRev.128.997
- [17] *Курьянов Д.Д.* Mathcad 14. СПб.: БХВ-Петербург, 2006. 682 с.
- [18] *Hikita M., Kanno I., Sawa G., Ieda M.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1985. Vol. 24. Pt 1. N 8. P. 984–987. DOI: 10.1143/JJAP.24.984
- [19] *Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д.* // Высокомолекулярные соед. Сер. А. 2000. Т. 42. № 1. С. 16–26. [*Tyutnev A.P., Saenko V.S., Pozhidaev E.D., Sadovnichii D.N.* // Polym. Sci. Ser. A. 2000. Vol. 42. N 1. P. 10–18.]
- [20] *Anta J.A., Marcelli G., Meunier M., Quirke N.* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. N 2. P. 1002–1008. DOI: 10.1063/1.1489714
- [21] *Meunier M., Quirke N.* // J. Chem. Phys. Vol. 113. N 1. P. 369–376. DOI: 10.1063/1.481802
- [22] *Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Костюков Н.С.* Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. М.: Наука, 2005. 453 с.