

УДК 541(64+15):537.3

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ РЕЗИН ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ

© 2003 г. Д. Н. Садовничий*, А. П. Тютнев**, Ю. М. Милехин*, С. А. Хатипов***

* Федеральный центр двойных технологий "Союз"
140090 Дзержинский Московской обл., ул. Ак. Жукова, 42

** Московский государственный институт электроники и математики
109028 Москва, Трехсвятительский пер., 3/12

*** Федеральное государственное унитарное предприятие
"Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л. Я. Карпова"
105064 Москва, ул. Воронцово поле, 10

Поступила в редакцию 08.04.2003 г.

Принята в печать 01.07.2003 г.

Методом расщепленного цилиндра Фарадея изучена электризация наполненных полимерных композиций (резиновых смесей) при облучении электронами с энергией 75 и 120 кэВ в вакууме при 100–120 К. Экспериментальные результаты сравниваются с численным моделированием, выполненным в одномерной постановке с учетом глубинного хода дозы и плотности тока инжектированных электронов, рассчитанных с помощью метода Монте-Карло. Показано, что хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими результатами наблюдается при учете собственной электропроводности композиции, а также зависимости ее радиационной электропроводности от напряженности электрического поля.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время достигнут заметный прогресс в описании процесса накопления объемного электрического заряда при облучении полимеров электронами [1, 2]. Однако особенности накопления объемного электрического заряда в наполненных полимерных композициях остаются практически неизученными. Тесная связь молекулярной подвижности и радиационной электропроводности сейчас активно обсуждается [3]. Известно, что взаимодействие между твердым дисперсным наполнителем и полимером, расположенным на его поверхности и ближайших поверхностных слоях, изменяет структуру и молекулярную подвижность полимера [4, 5]. В качестве примера наполненной полимерной композиции использованы резиновые смеси, закономерности радиационной электропроводности которых в широком температурном диапазоне надежно установлены [6].

Проведение экспериментов при низкой температуре (ниже температуры стеклования) позволяет избежать радиационно-химических изменений в композициях. В этих условиях радиацион-

ная электропроводность описывается наиболее просто, и температурные изменения диэлектрических характеристик в процессе облучения малы. Таким образом, появляется возможность проверить выводы развитых в работе [1] теоретических положений.

Настоящая работа является продолжением наших исследований накопления объемного электрического заряда в полимерах при электронном облучении [1, 2]. Цель работы – изучение закономерностей накопления объемного электрического заряда при облучении образцов наполненных полимерных композиций электронами с энергией 75 и 120 кэВ в вакууме при температурах ниже температуры их стеклования (100–120 К).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Использовали образцы промышленных резин в виде дисков диаметром 40 мм и толщиной от 150 мкм до 2 мм, на которые с обеих сторон напыляли серебряные или алюминиевые электроды диаметром 30 мм. Сопротивление напыленного слоя составляло 1–3 Ом. Источником облучения служили ускоритель электронов ИК-400 (энергия

E-mail: fcdt@monnet.ru (Садовничий Дмитрий Николаевич).

Таблица 1. Условия облучения и характеристики образцов при 110 К

Композиция	E_e , кэВ	I_0 , нА/см ²	h , мм	ϵ	γ_r , (Ом м) ⁻¹	A_r ($\Delta = 1$), Ф/м Гр
R1	120	4.9	1.5	2.85	$<10^{-15}$	6×10^{-15}
R2	120	4.2	1.7	2.6	7×10^{-15}	7.5×10^{-15}
R3	120	7.6	1.85	7.0	3×10^{-14}	9×10^{-15}
R4	75	3.2	0.19	2.24	7×10^{-15}	4×10^{-15}
R5	120	4.0	1.2	3.8	5×10^{-14}	1.2×10^{-14}
ЭДГ	120	9.7	0.38	3.0	$\sim 10^{-15}$	1.5×10^{-15}

электронов пучка $E_e = 60\text{--}120$ кэВ) и электронный микроскоп УЭМВ-100К с энергией 75 кэВ. Контроль мощности дозы проводили с помощью цилиндра Фарадея, расположенного за образцом. Диаметр пучка электронов 15–20 мм.

Особенности накопления объемного электрического заряда при электронном облучении изучали с помощью метода нестационарных токов (расщепленного цилиндра Фарадея), предложенного Гроссом [7, 8]. Схема эксперимента состоит в следующем. Плоский образец, имеющий с обеих сторон тонкие металлические электроды, облучали потоком моноэнергетических электронов, максимальный пробег L которых меньше толщины образца. Диагностику внутренних электрических полей осуществляли путем регистрации токов, стекающих с переднего (облучаемого) и заднего (тыльного) электродов на землю, при этом электроды полимерного слоя находились под нулевым потенциалом.

Измерения проводили в вакуумной камере (остаточное давление не хуже 10^{-3} Па) при 100–120 К. Исследуемый образец размещали на термостабилизированную металлическую подложку и плотно прижимали диэлектрическим держателем. Температурный режим задавали путем подачи паров жидкого азота на внутреннюю поверхность металлической подложки. В процессе облучения продолжали охлаждение металлической подложки и контролировали температуру образца с помощью специально откалиброванной медь-константановой термопары. Дополнительно также контролировали температуру металлической подложки. Облучение проведено в установившемся тепловом режиме, когда разница в показаниях этих двух термопар была менее 0.3 К. Методика температурных измерений более подробно изложена в работе [6]. Точность абсолютных из-

мерений параметров радиационной электропроводности была не ниже 20 %.

Собственную (“темновую”) электропроводность γ_r регистрировали спустя 60 с после подачи напряжения. Диэлектрические характеристики (относительную диэлектрическую проницаемость ϵ и тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$) определяли на установке МЛЕ-1 в диапазоне частот 200–1000 Гц. Погрешность измерений $\operatorname{tg}\delta$ составляла 15%, а $\epsilon \sim 5\%$ [9].

Исследовали следующие образцы резин: R1 – этиленпропилендиеновый каучук марки СКЭП-ТЭ-40 (67.8 мас. %)–сажа белая БС-120 (20.1 мас. %)–оксид цинка (3.4 мас. %); R2 – этиленпропиленовый каучук марки СКЭПТ–полиакрилонитрил (83.0 мас. %)–аэросил (3.2 мас. %)–пироксимон (7.0 мас. %); R3 – фторкаучук марки СКФ-26 (64.0 мас. %)–сажа газовая (13.0 мас. %)–оксид магния (13.0 мас. %); R4 – полибутиденинитрильный каучук марки СКН-26–фенолформальдегидная смола (52.0 мас. %)–сажа белая БС-120 (42.0 мас. %); R5 – полибутиденинитрильный каучук марки СКН-26–фенолформальдегидная смола (72.0 мас. %)–диатомит (17.0 мас. %)–оксид цинка (3.0 мас. %). Кроме того, исследован отверженный аминотитанатом эпоксидный компаунд (ЭДГ) на основе эпоксидных олигомеров ЭД-20 и алифатического низкомолекулярного продукта поликонденсации диэтиленгликоля с эпихлоргидрином (ДЭГ-1) [10].

Характеристики образцов и условия облучения приведены в табл. 1. Важно отметить, что относительная диэлектрическая проницаемость ϵ исследуемых образцов не зависит от частоты электрического поля и остается постоянной при повышении температуры вплоть до 200 К.

Зарегистрированные кривые спада нестационарного тока $I_2(t)$, стекающего с тыльного элект-

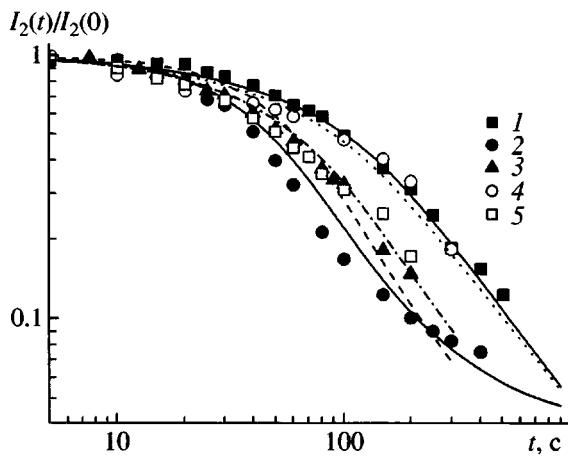


Рис. 1. Кривые спада нестационарного тока с тыльного электрода в процессе облучения резин R1 (1), R3 (2), ЭДТ (3), R5 (4) и R2 (5). Условия эксперимента указаны в табл. 1. Сплошные линии – численный расчет.

рода на землю, представлены на рис. 1 и 2. Видно, что кривая $I_2(t)$ не является простой экспонентой. Установлено, что независимо от типа композиции асимптотическое поведение $I_2(t)$ достаточно хорошо описывается гиперболическим законом $\sim t^{-1}$. Однако он строго выполняется только в резинах R1 и R5, тогда как в других композициях реализуется более быстрый спад: $t^{-1.08}$ в резине R2 и $t^{-1.18}$ в резине R3 и композиции ЭДТ.

Для резин R3 и R4 спад тока $I_2(t)$ обнаруживает ряд особенностей. Так, в резине R3 наблюдается тенденция к выходу тока на стационарное состояние. Отметим, что именно в этой композиции собственная электропроводность максимальна (табл. 1). В композиции R4 обнаруживается интересное поведение: в процессе облучения в районе $t = 300$ с спад тока $I_2(t)$ сменяется нарастанием до значения $0.47 \times I_2(0)$, после чего он опять начинает спадать.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Радиационная электропроводность γ_r в исследованных композициях достигает стационарного значения сразу после начала облучения. Ее зависимость от мощности дозы R хорошо описывается соотношением [6]

$$\gamma_r = A_r \times R^\Delta, \quad (1)$$

где A_r и Δ – эмпирические константы.

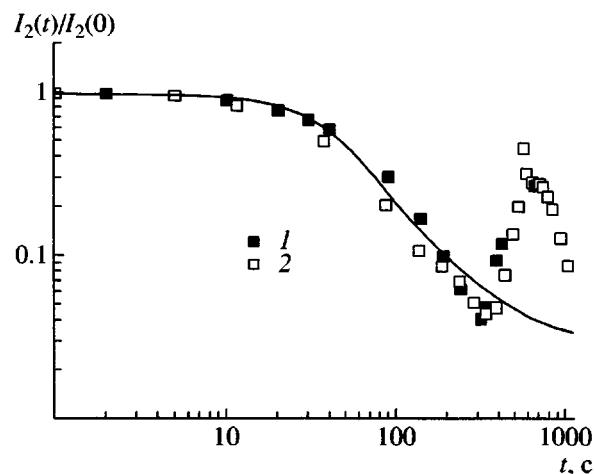


Рис. 2. Кривые спада нестационарного тока с тыльного электрода в процессе облучения резины R4: 1 – облучение свежего образца, 2 – повторное облучение через 10^3 с, кривая – численный расчет.

Известно, что при учете глубинного распределения дозы $g(x)$ и плотности стороннего тока $f(x)$ кинетика спада нестационарного тока $I_2(t)$ в асимптотической области времен имеет вид

$$I_2 \sim t^{-1/\Delta} \quad (2)$$

При низких температурах $\Delta = 1$ [6], так что $I_2(t) \sim t^{-1}$. Как указывалось выше, такое поведение наблюдается только в двух резинах. Подчеркнем, что в ЭДТ, не содержащем дисперсных наполнителей, гиперболический закон $I_2(t)$ не реализуется, тогда как в наполненной резине R1 $I_2(t) \sim t^{-1}$. Отсюда следует вывод о том, что обнаруженное поведение $I_2(t)$ непосредственно не связано с присутствием дисперсных наполнителей.

При проведении расчетов использовали приближение однородного вещества с условной “химической” формулой, отражающей массовую долю химических элементов, входящих в данную композицию. Как и в наших предыдущих работах [1, 2], для нахождения функций $f(x)$ и $g(x)$ использовали программный комплекс XRAY [11], реализующий метод Монте-Карло в схеме группировки малых передач энергии. Для получения статистически достоверных результатов моделировали не менее 10^6 историй первичных частиц с прослеживанием траекторий электронов до 1 кэВ, после чего электрон считался поглощенным. Плотность стороннего тока равна алгебраической сумме токов электронов с энергией ≥ 1 кэВ

Таблица 2. Параметры переноса быстрых электронов в исследованных композициях

Композиция	E_e , кэВ	D_0 , МэВ см ² /г	g_{\max}	L , мм	a	b	L_p/L	L_d/L
R1	120	3.83	2.56	0.21	0.467	0.287	0.524	0.374
R2	120	3.44	2.58	0.256	0.438	0.284	0.539	0.363
R3	120	3.50	2.50	0.144	0.422	0.266	0.494	0.320
R4	75	4.98	2.60	0.0814	0.461	0.280	0.491	0.365
R4	120	3.78	2.50	0.177	0.454	0.281	0.529	0.362
R5	120	3.94	2.41	0.211	0.384	0.257	0.456	0.279
ЭДТ	120	3.74	2.55	0.187	0.466	0.292	0.540	0.366

Примечание. g_{\max} – максимальное значение функции $g(x)$ на глубине L_d ; L_p – глубина, на которой достигается максимум скорости термализации электронов пучка.

вперед и назад относительно направления падающего пучка. При нормировке на значение у облучаемого электрода ($x = 0$) она характеризуется глубинной зависимостью $f(x)$. Аналогичная зависимость дозы описывается функцией $g(x) = \frac{D(x)}{D_0}$,

где D_0 – тормозная способность композиции. Результаты моделирования приведены в табл. 2 и рис. 3.

В изучаемых композициях функции $f(\xi)$, $g(\xi)$ и $\frac{df(\xi)}{d\xi}$ заметно различаются ($\xi = x/L$ – безразмерная пространственная переменная, нормированная на величину максимального пробега электронов L). Последняя из трех приведенных функций отражает глубинный ход объемной скорости термализации электронов.

Важное значение имеют следующие интегральные параметры [8]:

$$a = \int_0^1 f(\xi) d\xi \text{ и } b = \int_0^1 \frac{f(\xi)}{g(\xi)} d\xi \quad (3)$$

Первый определяет величину тока I_2 в начале облучения

$$I_2(0) = \frac{I_0}{h} \int_0^L f(x) dx = a \frac{L}{h} I_0, \quad (4)$$

а также центроид скорости термализации инжектированных электронов [12], естественно, при условии, что $f(0) = f(1) = 0$

$$\int_0^1 \xi \frac{df(\xi)}{d\xi} d\xi = \int_0^1 f(\xi) d\xi = a \quad (5)$$

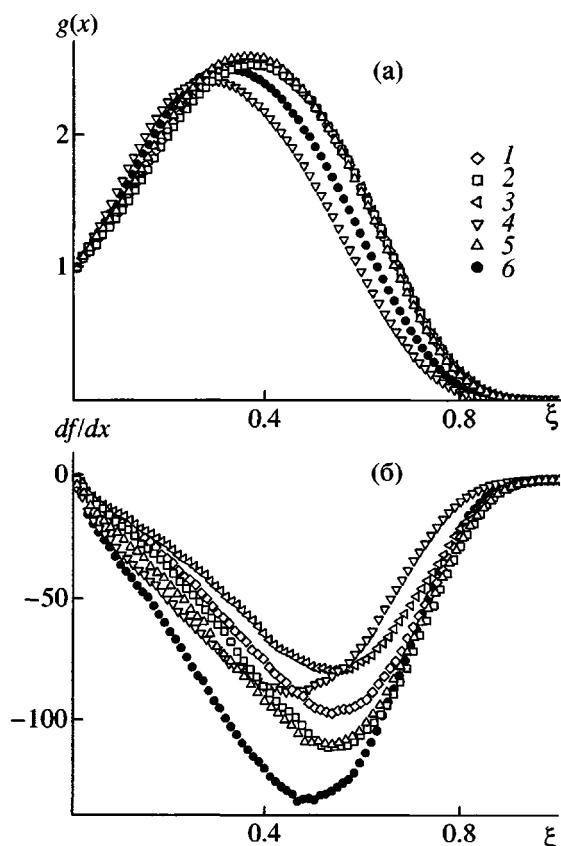


Рис. 3. Глубинное распределение мощности поглощенной дозы (а) и скорости термализации электронов с энергией 120 кэВ (б) в резинах R1 (1), ЭДТ (2), R2 (3), R5 (4), R4 (5) и R3 (6).

Таблица 3. Параметры модели и результаты расчетов электрических полей и плотности заряда в исследованных резинах ($T = 110$ K)

Композиция	E_e , кэВ	F_c , В/м	δ	F_m , В/м	\tilde{F} , В/м	ρ_m , Кл/м ³
R1	120	—	—	2.4×10^8	4.2×10^8	-71
R2	120	8×10^6	0.2	1.2×10^8	2.0×10^8	-25
R3	120	9×10^6	0.6	6.0×10^7	8.3×10^7	-87.6
R4	75	10^7	0.8	6.0×10^7	8.8×10^7	-90
R5	120	—	—	9.9×10^7	2.1×10^8	-41.3
ЭДТ	120	2×10^7	0.8	1.5×10^8	2.4×10^8	-114

Примечание. Значения F_m и ρ_m относятся к концу облучения, а для резины R4 к моменту облучения, соответствующему началу нарастания $I_2(t)$ после продолжительного спада (рис. 2).

Второй параметр входит в выражение для стационарной напряженности электрического поля в объеме образца за максимальным пробегом электронов при отсутствии в последнем собственной электропроводности

$$\tilde{F}(\xi > 1) = \frac{I_0}{A, R(0)} \frac{L}{(h - L)} \int_0^1 \frac{f(\xi)}{g(\xi)} d\xi \quad (6)$$

Из табл. 2 видно, что значения этих интегральных параметров в исследованных композициях меняются в пределах 15%.

Определение плотности электрического заряда $\rho(x, t)$, напряженности электрического поля $F(x, t)$ и нестационарного тока $I_2(t)$ выполнено путем решения уравнений непрерывности для сторонних токов и токов радиационной электропроводности совместно с уравнением Пуассона, как и в работах [1, 2]. Предполагается, что в исходном состоянии электрические поля и заряды в образце отсутствуют, поэтому начальные условия выбраны нулевыми. В блокирующем слое пренебрегаем влиянием тормозного излучения, но учитываем наличие у композиций собственной (“температурной”) электропроводности. Нестационарный ток представляет собой сумму токов смещения и электропроводности и, в частности, у тыльного электрода при $x = h$ справедливо следующее соотношение

$$I_2(t) = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial F(h, t)}{\partial t} + \gamma_i F(h, t), \quad (7)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, равная 8.85×10^{-12} Ф/м.

Начальное значение нестационарного тока $I_2(0)$ с погрешностью не ниже 5%дается формулой (4). Расчеты по накоплению объемного заряда в резинах R1 и R5, для которых кинетика спада тока $I_2(t)$ в асимптотической области соответствует гиперболическому закону, находятся в хорошем согласии с экспериментом (рис. 1). В остальных композициях согласие с теорией заметно ухудшается. Так, если основываться на экспериментальных данных по радиационной электропроводности, полученных в работе [6], то окажется, что асимптотический спад нестационарного тока должен следовать гиперболическому закону, начинаясь при значительно больших временах, чем наблюдается в эксперименте. Это может быть связано с ростом радиационной электропроводности в области сильных электрических полей, возникающих в образцах при облучении, но не достигнутых в работе [6].

Известно, что с понижением температуры радиационная электропроводность полимерных материалов уменьшается, а электрическая прочность, наоборот, возрастает. Таким образом, создаются благоприятные условия для достижения достаточно сильных электрических полей. Так, в резине R1 при продолжительности облучения ~20 с, когда начинается падение тока $I_2(t)$, напряженность электрического поля в облучаемой области достигает значения 3×10^7 В/м, а к концу облучения (~400 с) – уже $\sim 2 \times 10^8$ В/м (табл. 3, рис. 4).

Для описания зависимости радиационной электропроводности от электрического поля, начиная с критического значения F_c , часто используется степенная аппроксимация типа $\gamma_i \sim F^\delta$ [8, 13]. Оказалось, что учет этого эффекта приводит к ускорению спада нестационарного тока только в

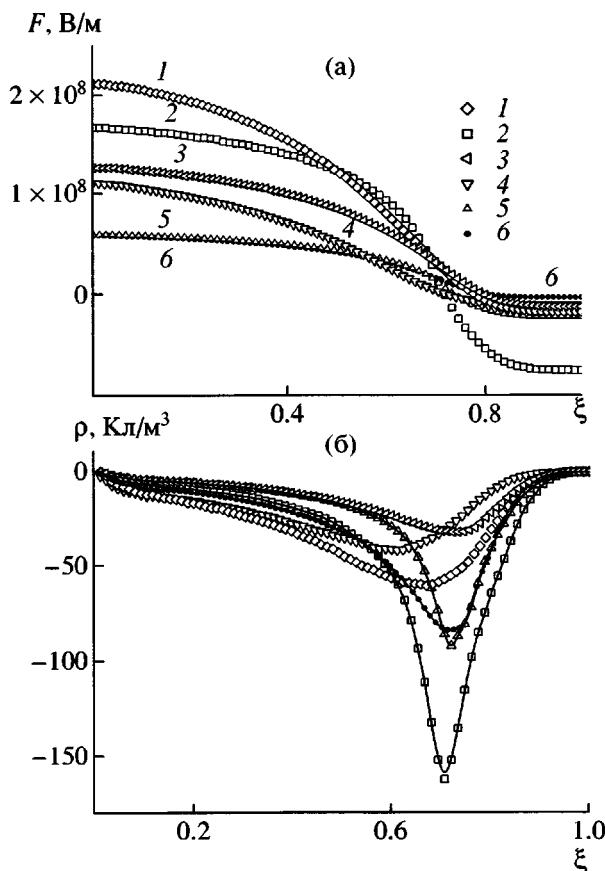


Рис. 4. Расчетные значения напряженности электрического поля (а) и плотности объемного заряда (б) в момент окончания облучения длительностью 300 с для условий эксперимента, указанных в табл. 1, в резинах R1 (1), ЭДТ (2), R2 (3), R5 (4), R4 (5) и R3 (6).

ограниченном временном интервале (рис. 5), наиболее ярко выраженного в том случае, когда напряженность поля, соответствующая излому кривой спада $I_2(t)$, близка к F_c . В дальнейшем спад тока постепенно выходит на гиперболический закон.

Подбирая значения параметров F_c и δ , можно добиться удовлетворительного согласия с экспериментом (рис. 1 и 2, табл. 3), в том числе и для резины R3 с повышенной “температурой” электропроводностью. Полученные значения F_c и δ близки к таковым для ряда полимеров [13]. Итак, метод нестационарных токов позволяет изучать закономерности полевой зависимости радиационной электропроводности в очень сильных электрических полях, не достижимых классическими методами. Действительно, полевой эффект начинает

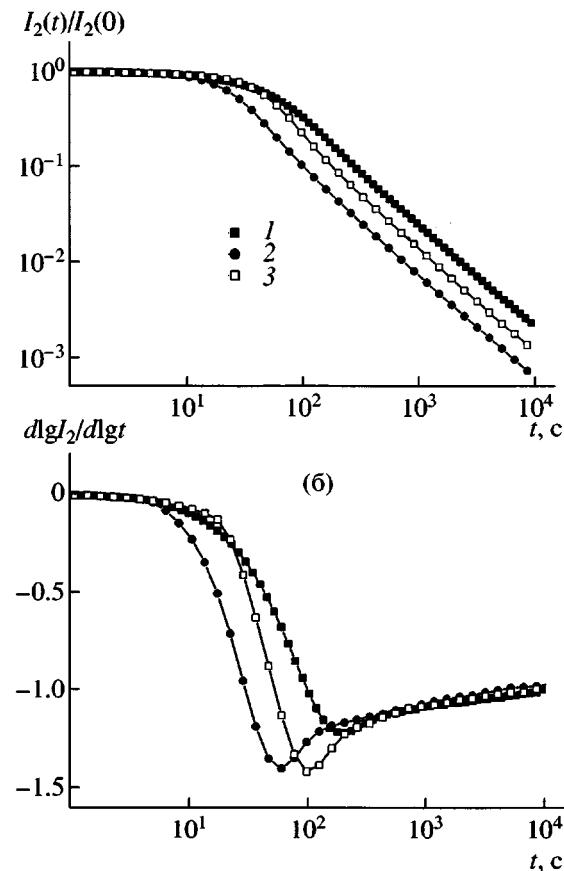


Рис. 5. Расчетные кривые спада нестационарного тока (а) и изменение величины $\frac{d \lg I_2(t)}{d \lg t}$ во времени (б). Для композиции R2 условия облучения соответствуют данным табл. 1. Параметры радиационной электропроводности: $\delta = 0.2$ (1) и 0.8 (2, 3), $F_c = 8 \times 10^6$ (1, 2) и $3 \times 10^7 \text{ B/m}$ (3).

проявляться только с напряженности электрического поля $\sim 10^7 \text{ B/m}$. Это означает, что при толщине образца 1 мм для наблюдения эффекта на него необходимо подать напряжение 10 кВ, что практически невозможно из-за скользящих пробоев по поверхности электродов уже при напряжении порядка 3 кВ.

Выполненные расчеты показали, что максимальная напряженность электрического поля F_m наблюдается у поверхности облучаемого электрода, а максимальная плотность объемного заряда ρ_m возникает на глубине, близкой к той, на которой достигается максимум скорости термализации электронов (табл. 2 и 3).

Особенности кривой нестационарного тока $I_2(t)$ при облучении резины R4 можно объяснить следующим образом. На 300 секунде облучения в

резине, по-видимому, произошел электрический разряд. В результате часть накопленного заряда оказалась сброшенной на электрод, что привело к снижению напряженности поля в образце и соответственно к росту нестационарного тока. Если облучение продолжать и дальше, то через некоторое время по мере повышения напряженности поля в образце опять начнется снижение $I_2(t)$, что и наблюдается в эксперименте. Тот факт, что нестационарный ток все же не достигает своего начального значения, подтверждает частичный характер разряда в образце.

Причины отсутствия полевого эффекта для радиационной электропроводности в резинах R1 и R5 неясны. Отметим, что этот вопрос является дискуссионным даже для хорошо изученных полимеров [13].

Представляет интерес сравнить рассчитанные электрические поля с их стационарными значениями. При $\Delta = 1$ стационарное поле в облучаемой области можно найти по следующим формулам [2, 14] (предполагается, что $I_2(\infty) = 0$):

$$\tilde{F}(x) = F_c \left(\frac{-I_0 f(x)}{A_r R(0) g(x) F_c} \right)^{\frac{1}{1+\delta}} \text{ при } F \geq F_c \quad (8)$$

$$\tilde{F}(x) = \frac{-I_0 f(x)}{A_r R g(x)} \text{ при } F < F_c \quad (9)$$

Здесь радиационная электропроводность представлена в виде $\gamma_r = A_r R(0) \left(\frac{F}{F_c} \right)^\delta$. Интересно, что стационарное поле не зависит от толщины образца (естественно, для фиксированной энергии падающих электронов) или интенсивности облучения. Учитывая пропорциональную зависимость мощности дозы от тока инжекции $R(0) = 10^5 I_0 D_0$ ($R(0)$ выражено в Гр/с, I_0 – в А/м² и тормозная способность – в МэВ см²/г), найдем

$$\tilde{F}(x) = F_c \left(\frac{10^{-5} f(x)}{A_r g(x) D_0 F_c} \right)^{\frac{1}{1+\delta}} \text{ при } F \geq F_c \quad (8a)$$

$$\tilde{F}(x) = \frac{10^{-5} f(x)}{A_r g(x) D_0} \text{ при } F < F_c \quad (9a)$$

Расчетные значения $\tilde{F}(x)$ также приведены в табл. 3. Как и следовало ожидать, наибольшие

поля достигаются в стационарном режиме облучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При низкотемпературном облучении электронами наполненных полимерных композиций (резиновых смесей) наблюдается практически универсальная, близкая к гиперболической кинетика спада нестационарного тока с тыльного электрода при его измерении методом расщепленного цилиндра Фарадея. Этим подтверждается вывод о тесной связи, существующей между характером зависимости радиационной электропроводности от мощности дозы и кривой спада нестационарного тока в области больших времен. Рост радиационной электропроводности в сильных полях оказывает заметное влияние на кинетику спада нестационарного тока при электронном облучении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Хатипов С.А., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2003. Т. 45. № 2. С. 230.
- Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Милехин Ю.М. // Высокомолек. соед. 2003. Т. 45. № 10. С. 1638.
- Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2000. Т. 42. № 1. С. 16.
- Липатов Ю.С. Физико-химические основы наполнения полимеров. М.: Химия, 1991.
- Бартенев Г.М., Бартенева А.Г. Релаксационные свойства полимеров. М.: Химия, 1992.
- Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Хатипов С.А., Милицын Ю.А. // Химия высоких энергий. 1998. Т. 32. № 1. С. 7.
- Gross B., Sessler G.M., West J.E. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. № 3. P. 2841.
- Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С., Саенко В.С. Электрические явления при облучении полимеров. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- Матвеев В.К., Нойфех А.И., Клинштонт Э.Р., Милинчук В.К. // Химия высоких энергий. 1992. Т. 26. № 2. С. 130.
- Сидоров О.И., Кузнецова Т.И., Юсуфов М.А. // Тез. докл. II Всесоюз. науч.-техн. конф. "Реология и оптимизация переработки полимеров". Ижевск, 1989. Т. 2. С. 185.

11. Лаппа А.В., Бурмистров Д.С., Васильев О.Н. // Изв. вузов МВ и ССО СССР. Сер. Физика. 1988. № 2. С. 77.
12. Боев С.Г., Ушаков В.Я. Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики. М.: Энергоатомиздат, 1991.
13. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н. // Хим. физика. 1998. Т. 17. № 3. С. 121.
14. Кундина Ю.Ф., Саенко В.С., Доронин А.Н., Тютнев А.П., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 2002. Т. 36. № 3. С. 191.

Low-Temperature Electron-Beam Charging of Rubbers

D. N. Sadovnichii*, A. P. Tyutnev, Yu. M. Milekhin*, and S. A. Khatipov*****

*Soyuz Federal Center of Dual Technologies, ul. Akademika Zhukova 42, Dzerzhinskii, Moscow oblast, 140090 Russia

**Moscow State Institute of Electronics and Mathematics, Trekhsvyatitel'skii per. 3/12, Moscow, 109028 Russia

***Karpov Institute of Physical Chemistry, Federal State Unitary Enterprise, ul. Vorontsovo pole 10, Moscow, 105064 Russia

Abstract—The charging of filled polymer composites (rubber blends) by irradiation with 75- and 120-keV electrons at 100–120 K in vacuum was studied using the split Faraday cup. The experimental results were compared with those of 1D-numerical calculations with allowance for the depth distribution of absorbed dose and current density of injected electrons as determined in Monte Carlo simulation. It was shown that a good fit of the experimental to the calculated data is obtained if the intrinsic conductivity of a composite, as well as its radiation-induced conductivity depending on the electric field strength, is taken into account.