

УДК 541.64:537.3

## ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ РЕЗИН, НАХОДЯЩИХСЯ В ВЫСОКОЭЛАСТИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ, ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2004 г. Д. Н. Садовничий\*, А. П. Тютнев\*\*, Ю. М. Милёхин\*, 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. Воронцовское поле, 10

Поступила в редакцию 09.09.2003 г.  
Принята в печать 12.02.2004 г.

Методом расщепленного цилиндра Фарадея изучена электризация наполненных полимерных композиций (резиновых смесей) в высокоэластическом состоянии при облучении электронами с энергией 60–120 кэВ в вакууме. Установлено, что тип электрода практически не оказывает влияния на закономерности электризации. Показано, что даже при высокой электропроводности резиновых смесей в них могут эффективно накапливаться электрические заряды, что обусловлено присутствием диэлектрических дисперсных наполнителей. Экспериментальные результаты сравниваются с численными расчетами, выполненными в одномерной постановке с учетом пространственного распределения дозы и плотности тока быстрых первичных и вторичных электронов, а также собственной электропроводности наполненных полимерных композиций.

### ВВЕДЕНИЕ

Метод расщепленного цилиндра Фарадея позволяет изучать электризацию полимерных материалов непосредственно в процессе облучения [1, 2]. Однако до настоящего времени исследовали, как правило, “высококачественные” полимерные диэлектрики, в которых основной вклад в ток проводимости обеспечивается радиационной электропроводностью  $\gamma_r$ , а собственная (“темновая”) электропроводность (в дальнейшем просто электропроводность  $\gamma_s$ ), очень мала. С переходом полимерного материала из стеклообразного в высокоэластическое состояние размораживаются молекулярные движения, вызывая в свою очередь заметное повышение как собственной, так и радиационной электропроводности [3]. При этом усиливается роль различного рода поляризационных явлений [4].

Настоящая работа является продолжением исследований [5, 6] по изучению электризации на-

полненных полимерных композиций при электронном облучении и посвящена изучению этого явления в резиновых смесях, находящихся в высокоэластическом состоянии.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Метод расщепленного цилиндра Фарадея (нестационарных токов) предложен Gross [7, 8]. Схема проведения эксперимента хорошо известна и описана нами ранее [1, 2].

В экспериментах использовали образцы промышленных резин в виде дисков диаметром 40 мм и толщиной  $h = 90 \text{ мкм} - 2.5 \text{ мм}$ . Толщина образца всегда больше максимального пробега электронов  $L$ . Электроды из серебра, алюминия или меди напыляли на обе стороны образца и имели диаметр 30 мм. Сопротивление напыленного слоя 1–3 Ом. Источником облучения служил ускоритель электронов ИК-400 (энергия электронов пучка  $E_e = 60\text{--}120 \text{ кэВ}$ ) и электронный микроскоп УЭМВ-100К ( $E_e = 75 \text{ кэВ}$ ). Контроль мощности дозы осуществляли с помощью цилиндра Фара-

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

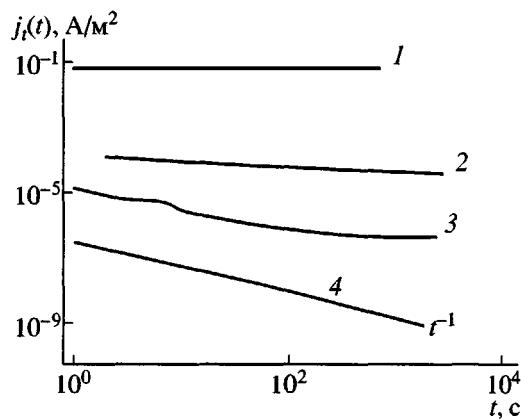


Рис. 1. Кинетика изотермического спада тока при наложении внешнего напряжения: 1 – R-4, R-5, 2 – R-3, 3 – R-2, 4 – R-1. Напряженность электрического поля  $2 \times 10^6$  (1, 2),  $1.6 \times 10^6$  (3) и  $3 \times 10^5$  В/м (4).

дея. Плотность тока инжеции электронов  $I_0$  изменяли от 3.2 до 80 нА/см<sup>2</sup>. Диаметр пучка электронов 15–20 мм. Облучение потоком электронов проводили в вакуумной камере (остаточное давление не выше 10<sup>-3</sup> Па) при 290–300 К. Более подробно методика измерений описана в работах [1, 6]. Точность абсолютных измерений не ниже 20%.

В дополнение к экспериментам по электризации резиновых смесей исследовали изотермический спад тока  $j_t$ , в них при выдержке образцов в постоянном электрическом поле. Значение электропроводности  $\gamma_t$  рассчитывали по величине тока  $j_t$ , измеренного спустя 60 с после подачи напряжения (рис. 1). Электропроводность резин может заметно отличаться для образцов разной толщины, что, по-видимому, связано с различиями условий вулканизации. В дальнейшем это обстоя-

Таблица 1. Характеристики исследованных резин при 300 К

Композиция	$\epsilon$	$\gamma_t$ , (Ом м) <sup>-1</sup>	$A_r \times 10^{14}$ , (Ом м) <sup>-1</sup> (Гр <sup>-1</sup> с <sup>Δ</sup> )	$\Delta$
R-1	3–4.3	$(0.5–2.5) \times 10^{-13}$	180	0.73
R-2	2.8	$1.0 \times 10^{-13}$	4.9	0.93
R-3	11–15	$(3–10) \times 10^{-11}$	10	0.94
R-4	8.0	$3.0 \times 10^{-8}$	410	0.66
R-5	13.0	$2.0 \times 10^{-8}$	500	0.70

Примечание.  $A_r$  и  $\Delta$  – параметры, описывающие зависимость радиационной электропроводности от мощности дозы  $\gamma_r = A_r P^\Delta$  [6].

тельство учитывалось. Относительную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$  определяли на частоте 200 Гц с погрешностью ~5% (табл. 1) [9].

Исследовали образцы резин следующего состава: R-1 – этиленпропилендиеновый каучук марки СКЭПТЭ-40 (67.8 мас.%), сажа белая БС-120 (20.1 мас.%), оксид цинка (3.4 мас.%); R-2 – смесь этиленпропиленового каучука марки СКЭПТ и ПАН (83.0 мас.%), аэросил (3.2 мас.%), пироксимон (7.0 мас.%); R-3 – фторкаучук марки СКФ-26 (64.0 мас.%), сажа газовая (13.0 мас.%), оксид магния (13.0 мас.%); R-4 – смесь полибутиденинитрильного каучука марки СКН-26 и фенольформальдегидной смолы (52.0 мас.%), сажа белая БС-120 (42.0 мас.%); R-5 – смесь полибутиденинитрильного каучука марки СКН-26 и фенольформальдегидной смолы (72.0 мас.%), диатомит (17.0 мас.%), оксид цинка (3.0 мас.%).

Резиновые смеси сильно отличаются по своей электропроводности (табл. 1); для удобства дальнейшего изложения условно разделены на три группы. К первой отнесены резины R-1 и R-2, обладающие низкой электропроводностью и неполярным полимерным связующим. Ко второй – резина R-3 с умеренной электропроводностью. Третью группу составляют резины R-4 и R-5, в которых основным компонентом полимерного связующего является полярный полибутиденинитрильный каучук. В этих же резинах наблюдается наибольшая собственная электропроводность.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В методе расщепленного цилиндра Фарадея основной экспериментально измеряемой величиной является ток  $I_2(t)$ , который регистрируется в цепи тыльного электрода. При первом облучении образца, когда внутренние электрические поля в нем еще отсутствуют, в начальный момент времени регистрируется ток  $I_2(0)$ , величина которого не зависит от электропроводности материала. В дальнейшем нестационарный ток снижается, и тем быстрее, чем больше радиационная электропроводность  $\gamma_r$ , стремясь при больших временах к нулю (при условии, что электропроводность  $\gamma_r$  неизменна). При учете электропроводности материала ток  $I_2(t)$  при  $t \rightarrow \infty$  стремится к некоторому “стационарному” значению  $\tilde{I}_2$ . В предельном случае  $\gamma_r \gg \gamma_t$  ток  $I_2(t) = I_2(0)$  и вообще не

изменяется в процессе облучения. В этом случае образец выступает просто в роли делителя тока.

Показано, что

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

где  $I_0$  – плотность тока инжекции быстрых электронов с максимальным пробегом  $L$ ,  $f(x)$  – функция, описывающая распределение по толщине образца  $h$  плотности тока быстрых электронов [10]. Функция  $f(x)$  рассчитана с помощью программного комплекса XRAY [11], реализующего метод Монте-Карло [5].

В исследованных резиновых смесях параметр  $a$  изменяется от 0.38 (R-5) до 0.48 (R-1), и для резин R-1, R-2 и R-3 экспериментальные и расчетные значения  $I_2(0)$  удовлетворительно совпадают. Причины отклонения от теории для резин R-4 и R-5 при  $I_0 > 7$  нА/см<sup>2</sup> будут рассмотрены ниже. Отметим, что тип электрода практически не влияет на закономерности электризации резин. Отсюда следует, что основное значение для изучаемого явления имеют объемные свойства материала, а не контактные или приэлектродные эффекты.

В резинах с низкой электропроводностью (R-1, R-2) наблюдается ярко выраженный спад  $I_2(t)$  с последующим выходом на ненулевое стационарное значение  $\tilde{I}_2$  (рис. 2а, кривые 5 и 4 соответственно). С уменьшением энергии электронов до 75 кэВ при  $I_0 = 32$  нА/см<sup>2</sup>, когда  $h = 0.27$  мм, стационарное состояние в резине R-1 достигается за 700 с облучения и  $\tilde{I}_2/I_2(0) = 0.005$ .

В резине R-3, обладающей умеренной электропроводностью, в зависимости от условий эксперимента спад тока  $I_2(t)$  выражен слабо и не превышает 15–30% (рис. 2а, кривая 3), причем в зависимости от условий облучения может наблюдаться и его монотонное снижение до стационарного значения (рис. 3а).

В полярных резинах R-4 и R-5 спад тока  $I_2(t)$  в процессе облучения вообще не зарегистрирован (рис. 2а, кривые 1 и 2). Однако эта тенденция может и нарушаться при больших плотностях тока пучка.

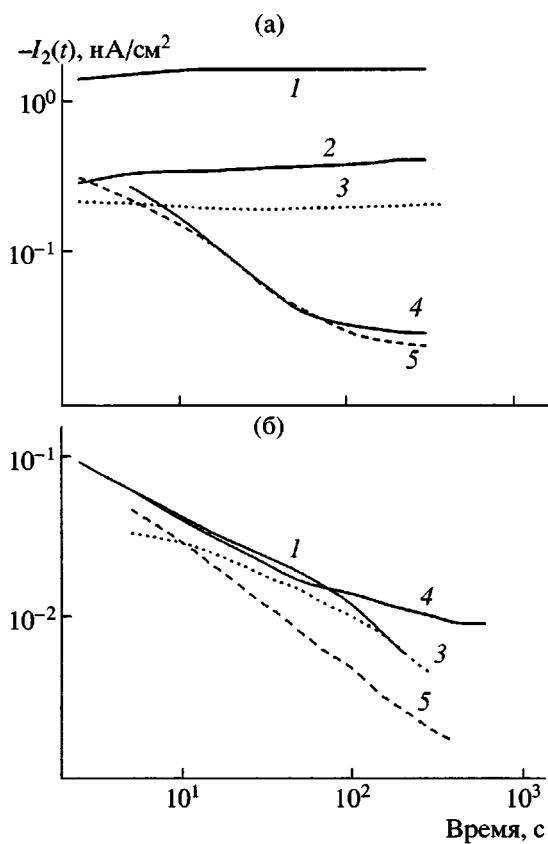
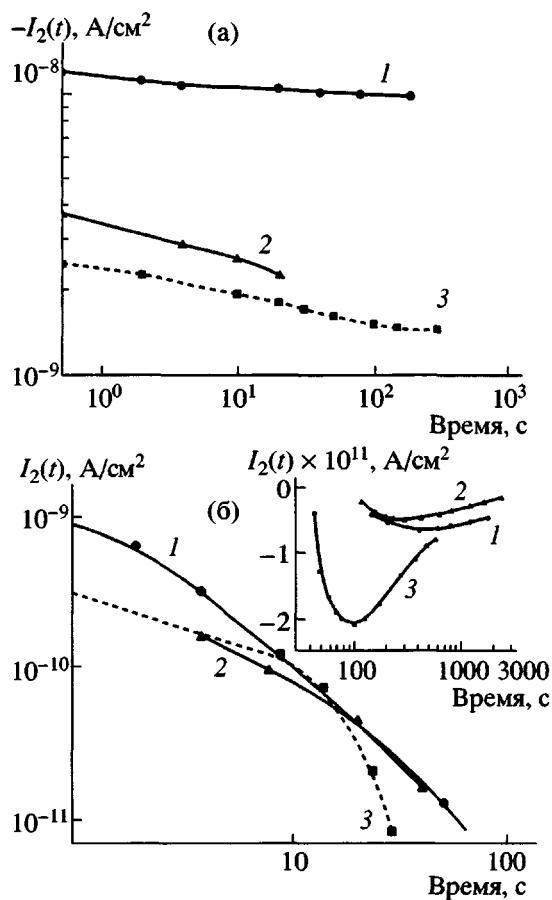


Рис. 2. Изменение нестационарного тока, измеренного с тыльного электрода в процессе облучения (а) и после прекращения (б) облучения: 1 – R-4, 2 – R-5, 3 – R-3, 4 – R-2, 5 – R-1.  $I_0 = 13.6$  (1), 11.5 (2), 7.8 (3), 10.1 (4) и 8.6 нА/см<sup>2</sup> (5). Энергия электронов 120 кэВ.

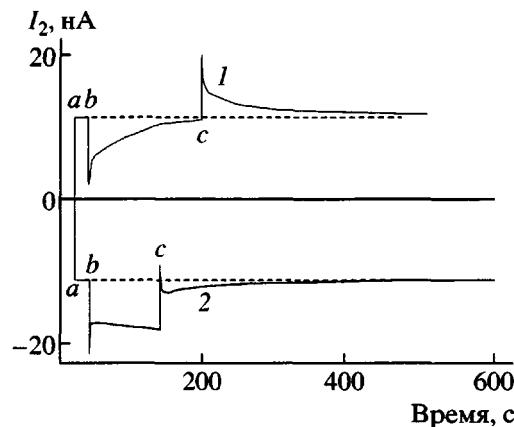
После прекращения облучения происходит релаксация заряда, и ток  $I_2(t)$  меняет знак (рис. 2б и 3б). Естественно ожидать, что в резинах с высокой электропроводностью  $\gamma_t \gg \gamma_r$ , накопления зарядов вообще не произойдет, поскольку максвелловское время релаксации в данном случае весьма мало ( $\tau_m = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\gamma_t} \sim 3 \times 10^{-3}$  с,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная). Именно так и происходит в резине R-5. В то же время в резине R-4, обладающей такой же высокой электропроводностью, ток  $I_2(t)$  после прекращения облучения надежно регистрируется в течение длительного времени (рис. 2б, кривая 1), указывая тем самым на накопление значительного объемного заряда. По всей видимости, этот заряд захвачен частицами мелкодисперсного наполнителя (аморфный оксид кремния). В резине R-5 этот наполнитель отсутствует.



**Рис. 3.** Изменение нестационарного тока, измеренного с тылового электрода в процессе облучения (а) и после прекращения (б) облучения резины R-3 электронами с энергией 75 кэВ и  $I_0 = 31.8 \text{ нA}/\text{см}^2$ ;  $h = 90$  (1), 270 (2) и 320 мкм (3). На вставке показано продолжение кривых нестационарного тока после его инверсии.

Наиболее сложная ситуация обнаружена в резине R-3, в которой при определенном соотношении толщины образца и плотности тока электронов на этапе релаксации заряда зарегистрирована инверсия знака  $I_2(t)$  (вставка на рис. 3б). Отмеченная особенность не связана с величиной электропроводности образца, поскольку в резине R-4, обладающей еще большей электропроводностью, инверсию тока не наблюдали.

Исследование влияния напряжения смещения на вид кривых тока  $I_2(t)$  обнаружило следующее. При напряжении 100 В величина тока сквозной электропроводности сравнима с  $I_2(0)$  и просто смещает его положение, не изменяя абсолютной величины (рис. 4). Однако наложение напряжения +100 В вызывает монотонное снижение не-



**Рис. 4.** Изменение нестационарного тока в процессе и после облучения резины R-3 электронами с энергией 75 кэВ при положительной (1) и отрицательной (2) полярности напряжения 100 В на облучаемом электроде.  $I_0 = 31.8 \text{ нA}/\text{см}^2$ ,  $h = 270$  мкм, диаметр электрода 30 мм, а диаметр коллиматора 20 мм. Моменты наложения напряжения, включения и выключения пучка электронов обозначены как  $a$ ,  $b$  и  $c$  соответственно.

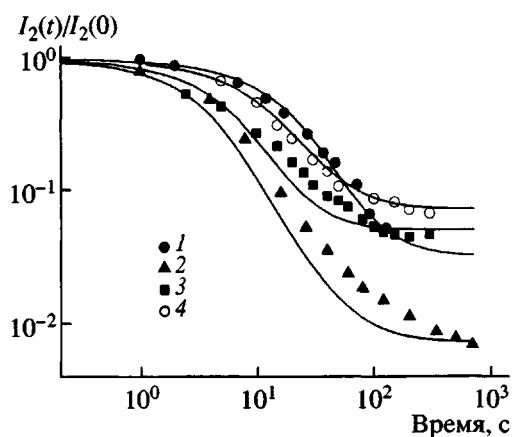
стационарного тока до  $\tilde{I}_2 \ll I_2(0)$  (рис. 4, кривая 1), а при -100 В быстро достигается стационарное значение тока, близкое к  $I_2(0)$  (рис. 4, кривая 2). Заметны отличия и на этапе релаксации тока  $I_2(t)$  после прекращения облучения. Снижение  $I_2(t)$  при положительной полярности приложенного напряжения происходит монотонно до значения тока собственной электропроводности, а при отрицательной полярности наблюдается инверсия тока относительно значения, обусловленного собственной электропроводностью.

При напряжении 10 В, когда ток радиационной электропроводности практически равен току собственной электропроводности и мал по сравнению с  $I_2(0)$ , заметных изменений кинетики тока  $I_2(t)$  не наблюдали, независимо от полярности наложенного напряжения.

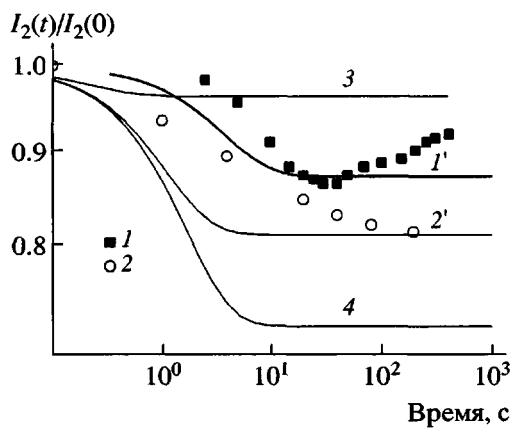
Таким образом, наложение внешнего напряжения может оказывать влияние на кинетику электризации резиновых смесей с умеренной или повышенной электропроводностью только в том случае, когда ток проводимости соизмерим с  $I_2(0)$ .

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Для численного анализа полученных результатов использовали ранее разработанную расчет-



**Рис. 5.** Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (кривые) значений нестационарного тока, измеренного с тыльного электрода, во время облучения электронами резиновых смесей R-1 (1–3) и R-2 (4).  $E_e = 75$  (1, 2) и 120 кэВ (3, 4).  $I_0 = 3.2$  (1), 32 (2), 8.6 (3) и 10.1 нА/см<sup>2</sup> (4).  $h = 0.32$  (1), 0.27 (2), 1.5 (3) и 1.7 мм (4).  $\gamma_t = 5 \times 10^{-16}$  (1, 2),  $2.5 \times 10^{-15}$  (3) и  $10^{-15}$  (Ом см)<sup>-1</sup> (4).



**Рис. 6.** Сравнение экспериментальных (1, 2) и расчетных (1', 2', 3, 4) значений нестационарного тока, измеренного с тыльного электрода, во время облучения электронами резины R-3.  $E_e = 120$  (1, 1') и 75 кэВ (2, 2', 3, 4);  $I_0 = 7.8$  (1, 1') и 32 нА/см<sup>2</sup> (2, 2', 3, 4);  $h = 1.85$  (1, 1') и 0.09 мм (2, 2', 3, 4).  $\gamma_t = 6 \times 10^{-13}$  (1'),  $10^{-12}$  (2'),  $6 \times 10^{-12}$  (3) и  $6 \times 10^{-13}$  (Ом см)<sup>-1</sup> (4).

ную методику, позволяющую учесть детальное распределение по толщине образца дозы  $g(x)$  и плотности тока быстрых первичных и вторичных электронов  $f(x)$ , временную и полевую зависимость радиационной электропроводности, а также собственную электропроводность полимерной композиции [1, 2, 5].

Результаты расчетов  $I_2(t)$  представлены на рис. 5 и 6. В табл. 2 приведены расчетные значения максимальной величины напряженности электрического поля ( $F_m$ ), ее значения в необлучаемой части образца и максимальная плотность объемного заряда  $\rho_m$ . Видно, что в высокоэластическом состоянии напряженность электрическо-

го поля достигает  $\sim (3-5) \times 10^7$  В/м, т. е. на порядок меньше, чем в застеклованном состоянии [5]. Совпадение расчетных значений тока  $I_2(t)$  с экспериментальными вполне приемлемое для резин R-1 и R-2 и несколько хуже для резины R-3. Отсюда следует, что для полимерных материалов с  $\gamma_r \geq \gamma_t$  предложенный метод расчета дает удовлетворительные результаты. По всей видимости, более полный учет особенностей релаксационной поляризации резины R-3 позволит устранить отмеченные расхождения.

Следуя упрощенной модели Gross [7], т. е. не учитывая распределение дозы и стороннего тока по глубине образца, в случае когда  $\gamma_t = \text{const}$ , в ра-

**Таблица 2.** Параметры облучения и результаты расчетов электрических полей и плотности заряда в исследуемых резинах

Композиция	$E_e$ , кэВ	$L$ , мкм	$I_0$ , нА/см <sup>2</sup>	$h$ , мм	$F_m \times 10^{-7}$ , В/м	$F(x > L) \times 10^{-6}$ , В/м	$\rho_m$ , Кл/м <sup>3</sup>
R-1	120	210	8.6	1.5	1.26	-1.09	-4.86
	75	95.7	3.2	0.32	1.26	-2.5	-12.2
	75	95.7	32	0.27	2.93	-7.8	-27.1
R-2	120	256	10.1	2.5	5.3	-3.43	-12.0
	120	144	7.8	1.85	0.2	-0.0734	-3.86
R-3	120	65.6	31.8	0.09	0.155	-7.97	-9.57
	75						

Примечание. Значения  $F_m$  и  $\rho_m$  относятся к моменту окончания облучения.

боте [10] для установившегося режима облучения получено выражение

$$\tilde{I}_2 = \frac{\gamma_r h I_2(0)}{\gamma_r(h-L) + \gamma_r h} \quad (1)$$

Представляет интерес сравнить величину тока  $\tilde{I}_2$ , рассчитанную с учетом функций  $g(x)$  и  $f(x)$ , с ее значением по формуле (1). Проведенные расчеты показали, что аналитическая оценка систематически ниже численной, однако не более, чем на 15%.

До сих пор мы пренебрегали радиационным разогревом облучаемого образца (доза  $10^4$  Гр приводит к адиабатическому нагреву резин на 6–10 К [12]), а его учет может заметно повлиять на результаты экспериментов. Действительно, как диэлектрическая проницаемость, так и электропроводность могут заметно изменяться с повышением температуры, а возникающие при этом нестационарные токи могут оказаться сравнимыми с токами радиационной природы, на что уже указывалось в литературе [6, 13].

Для анализа возможного влияния радиационного разогрева на кинетику тока  $I_2(t)$  будем использовать упрощенный подход, состоящий в том, что температурные изменения  $\gamma_r$  и  $\varepsilon$  учитываются только в облучаемом объеме ( $\gamma_{t,1}$  и  $\varepsilon_1$ ). В необлучаемом объеме электропроводность и относительная диэлектрическая проницаемость постоянны и обозначены соответственно  $\gamma_{t,2}$  и  $\varepsilon_2$ . Кроме того, считаем, что  $\gamma_r \gg \gamma_{t,2}$ , поэтому радиационную электропроводность материала не учитываем. Если  $\gamma_r$  и  $\varepsilon$  при облучении вообще не изменяются, то получается известное соотношение

$$I_2(t) = \frac{L}{h} I_0.$$

В качестве иллюстрации сказанного выше рассмотрим два варианта. В первом из них при нагреве потоком электронов изменяется  $\varepsilon_1(t)$ , а  $\gamma_r = \text{const}$

$$I_2(t) = \frac{\varepsilon_2 L}{\varepsilon_2 L + \varepsilon_1(t)(h-L)} \times \\ \times \left\{ \frac{h-L}{L} \left[ \gamma_r \left( \frac{\varepsilon_1(t)}{\varepsilon_2} - 1 \right) - \varepsilon_0 \frac{d\varepsilon_1(t)}{dt} \right] F_2 + I_0 \right\} \quad (2)$$

Пренебрегая малым членом в квадратных скобках, поскольку  $\gamma_r \left( \frac{\varepsilon_1(t)}{\varepsilon_2} - 1 \right) \gg \varepsilon_0 \frac{d\varepsilon_1(t)}{dt}$ , получим

$$I_2(t) \approx \frac{L}{h} I_0 + \frac{h-L}{h} \gamma_r \left( \frac{\varepsilon_1(t)}{\varepsilon_2} - 1 \right) F_2$$

Во втором случае, когда в процессе облучения изменяется только собственная электропроводность  $\gamma_{t,1}(t)$  ( $\varepsilon = \text{const}$ ), найдем

$$I_2(t) = \frac{L}{h} I_0 - \frac{h-L}{h} F_2(t) [\gamma_{t,1}(t) - \gamma_{t,2}] \quad (3)$$

Из формул (2) и (3) сразу следует, что учет радиационного разогрева не изменяет величину  $I_2(0)$ , так как в начальный момент времени  $F_1(0) = F_2(0) = 0$ . Однако последующий ход кривой  $I_2(t)$  может претерпеть существенные изменения в зависимости от вида температурной зависимости  $\varepsilon$  и  $\gamma_r$ . Учет этого обстоятельства позволяет понять необычный вид кривых  $I_2(t)$ , наблюдавшихся в резинах R-4 и R-5 (рис. 2а).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При облучении электронами полимерных композиций, находящихся в высокоэластическом состоянии, в кинетике спада нестационарного тока, измеряемой методом расщепленного цилиндра Фарадея, обнаруживается тенденция к достижению стационарного состояния, связанного с повышенной электропроводностью композиции. Для неполярных резин численные расчеты удовлетворительно совпадают с экспериментом. В полярных резинах определяющую роль начинают играть температурные изменения их собственной электропроводности и диэлектрической проницаемости, вызванные радиационным разогревом резин, не учитываемые стандартным вариантом теории.

## 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. А. 2003. Т. 45. № 10. С. 1638.

3. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2000. Т. 42. № 1. С. 16.
4. Луцейкин Г.А. Полимерные электреты. М.: Химия, 1984.
5. Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Милехин Ю.М., Хатипов С.А. // Высокомолек. соед. А. 2003. Т. 45. № 12. С. 2024.
6. Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Хатипов С.А., Милицын Ю.А. // Химия высоких энергий. 1998. Т. 32. № 1. С. 7.
7. Gross B., Sessler G.M., West J.E. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. № 3. P. 2841.
8. Боев С.Г., Ушаков В.Я. Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики. М.: Энергоатомиздат, 1991.
9. Матвеев В.К., Нойфех А.И., Клинишонт Э.Р., Милинчук В.К. // Химия высоких энергий. 1992. Т. 26. № 2. С. 130.
10. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Боев С.Г. // Химия высоких энергий. 1998. Т. 32. № 3. С. 194.
11. Лаппа А.В., Бурмистров Д.С., Васильев О.Н. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 2. С. 77.
12. Радиационная стойкость органических материалов: Справочник / Под ред. Милинчука В.К., Тупикова В.И. М.: Энергоатомиздат, 1986.
13. Тютнев А.П., Боев С.Г., Флоридов А.А. // Химия высоких энергий. 1994. Т. 28. № 3. С. 232.

## Electron-Beam Charging of Elastic Vulcanized 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,  
ul. Vorontsovo pole 10, Moscow, 105064 Russia

**Abstract**—Charging of filled polymer compositions (rubber blends) in the rubbery state by 60–120 keV electrons in vacuum was studied using the split Faraday cup. It was found that the electrode material almost did not affect the charging behavior. The buildup of electric charge was shown to be effective, as a result of the presence of dispersed dielectric fillers, even at a high conductivity in the rubber blends. The experimental data are compared with numerical simulation results obtained for the one-dimensional case, taking account of the dose and current density depth profiles for incident and secondary electrons, as well as of the intrinsic conductivity of filled polymer compositions.