

УДК 541.64:539.3

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МОДЕЛИ РОУЗА–ФАУЛЕРА–ВАЙСБЕРГА<sup>1</sup>

© 2006 г. А. П. Тютнев\*, Р. Ш. Ихсанов\*\*, В. С. Саенко\*, Е. Д. Пожидаев\*

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

\*\*Федеральное государственное унитарное предприятие  
“Научно-исследовательский институт приборов”  
140080 Лыткарино Московской обл., промзона Тураево, стр. 8

Поступила в редакцию 18.04.2006 г.  
Принята в печать 19.05.2006 г.

В работе приведены результаты численных расчетов в рамках модели Роуза–Фаулера–Вайсберга радиационной электропроводности модельного полимера при длительном ( $10^4$  с) облучении до доз порядка  $(5 \times 10^5)$ – $10^7$  Гр. Рассмотрены следующие режимы облучения (исходное и повторное спустя варьируемое время после окончания первого облучения, а также зондирование исходного и облученного полимера стандартным импульсом ионизирующего излучения). Показано, что такие свойства радиационной электропроводности, как ее немонотонная кинетика, значительное отличие кривых переходного тока при исходном и повторном облучении и чрезвычайно большие времена отжига дозовых эффектов, а также отсутствие стационарного состояния получают естественное объяснение в рамках модели (последнее свойство при учете генерации ловушек радиационного происхождения). Теория Роуза–Фаулера–Вайсберга должна рассматриваться в настоящее время как хорошо апробированная полуэмпирическая модель радиационной электропроводности полимеров.

### ВВЕДЕНИЕ

В течение длительного времени модель Роуза–Фаулера–Вайсберга радиационной и фотопроводимости полимеров, основанная на квазизонной теории неупорядоченных твердых тел, широко использовалась при обработке и интерпретации экспериментальных данных, а также для прогнозирования обратимых изменений электрофизических свойств полимерных диэлектриков в полях ионизирующих излучений [1–3]. В последнее время физический смысл основных параметров модели претерпел существенные изменения [4–6], однако ее математический аппарат остался прежним.

Многие вопросы радиационной электропроводности полимеров при длительном облучении так и не получили должного внимания (немонотонная кинетика радиационной электропроводности, значительное отличие кривых переходного тока при исходном и повторном облучении, дозовые эффекты), что дало возможность поставить под сомнение теорию Роуза–Фаулера–Вайсберга [7].

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-03-32312).

E-mail:aptyutnev@yandex.ru (Тютнев Андрей Павлович).

Успехи вычислительной техники, достигнутые к настоящему времени, позволяют устранить этот недостаток, проведя требуемые численные расчеты в рамках указанной модели (предварительные результаты уже опубликованы [6]).

Цель настоящей работы – компьютерное моделирование радиационной электропроводности и сравнение полученных результатов с экспериментом.

### ТЕОРИЯ

Система уравнений классической модели Роуза–Фаулера–Вайсберга имеет следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN(t)}{dt} = g_0 - k_r N_0(t)N(t) \\ \frac{\partial \rho(E, t)}{\partial t} = k_c N_0(t) \left[ \frac{M_0}{E_1} \exp\left(-\frac{E}{E_1}\right) - \rho(E, t) \right] - \\ - v_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \rho(E, t) \\ N(t) = N_0(t) + \int_0^{\infty} \rho(E, t) dE \end{array} \right. \quad (1)$$

По определению радиационная электропроводность

$$\gamma_r(t) = e\mu_0 N_0(t),$$

где  $N_0(t)$  – концентрация электронов в проводящем состоянии (в зоне переноса) с микроскопической подвижностью  $\mu_0$ ;  $N(t)$  – полная концентрация основных носителей заряда (в дальнейшем электронов);  $g_0$  – скорость объемной генерации носителей заряда;  $k_r$  – коэффициент объемной рекомбинации квазисвободных электронов с не-подвижными дырками, выступающими в качестве центров рекомбинации;  $k_c$  – константа скорости захвата квазисвободных электронов на ловушки;  $M_0$  – суммарная концентрация биографических ловушек, экспоненциально распределенных по энергии ( $E > 0$  и отсчитывается вниз от дна зоны переноса);  $\rho(E, t)$  – энергетическая плотность распределения захваченных электронов;  $v_0$  – эффективный частотный фактор термического освобождения захваченных электронов из ловушек;  $E_1$  – параметр экспоненциального распределения ловушек по энергии. Дисперсионный параметр  $\alpha = kT/E_1$ , где  $k$  – постоянная Больцмана.

Согласно модели Роуза–Фаулера–Вайсберга ионизирующее излучение создает пары свободных зарядов (т.е. зарядов, движущихся под действием только внешнего электрического поля), из которых подвижными являются только электроны. Образовавшиеся дырки не принимают участия в переносе электрического тока и служат центрами рекомбинации. Первоначально электроны возникают в подвижном состоянии с микроскопической подвижностью  $\mu_0$ , но их движение происходит в присутствии многочисленных ловушек, глубина которых распределена в широком энергетическом интервале по экспоненциальному закону.

В среднем каждый электрон проводит в зоне проводимости очень короткий отрезок времени (не больше 1 нс), испытывая при этом дрейфовое смещение в приложенном электрическом поле и, таким образом, давая вклад в ток во внешней цепи. После захвата на ловушку электрон временно не участвует в переносе тока до тех пор, пока снова не окажется заброшенным в зону переноса за счет энергии теплового движения. Время оседлой

жизни электрона на ловушке зависит как от ее глубины, так и от частоты попыток освобождения захваченного электрона (и, естественно, температуры).

Таким образом, движение электронов (диффузия и дрейф) в объеме полимера происходит путем последовательных актов захвата на ловушки и термического освобождения с них. По этой причине модель Роуза–Фаулера–Вайсберга известна (особенно за рубежом) как теория многократного захвата.

Отсутствие пространственной зависимости в модели отражает тот факт, что рассматриваемое явление относится к неограниченной среде, в которой существует постоянное и однородное электрическое поле, причем само облучение однородно по объему, постоянно по интенсивности и не сопровождается ослаблением излучения по глубине полимера (объемные заряды, искажающие приложенное электрическое поле, не образуются). Образец полимера, как во время облучения, так и после его окончания остается электрически нейтральным.

Первое уравнение в системе (1) описывает изменение полной концентрации электронов в результате их генерации ионизирующим излучением и последующей убыли за счет бимолекулярной рекомбинации. При этом учитывается, что в условиях электронейтральности полные концентрации электронов и дырок равны друг другу.

Два последних уравнения системы, известные также как уравнения многократного захвата, описывают стохастические процессы захвата квазисвободных электронов на ловушки и последующего их термического освобождения. Примечательно, что перераспределение электронов по ловушкам происходит только с участием зоны переноса. Прямой обмен электронов между ними не рассматривается.

Первоначально модель Роуза–Фаулера–Вайсберга применяли для описания переходного тока фото- или радиационной электропроводности при объемной генерации носителей заряда. Однако в последнее время она с успехом используется для анализа электронного транспорта в полимерах (в том числе и фотопроводящих) [5].

Облучение полимеров приводит к образованию в них свободных радикалов, являющихся глубокими ловушками как для электронов, так и для дырок. В первом приближении можно принять, что накопление радикалов пропорционально дозе излучения, термическое освобождение захваченных ими электронов отсутствует, а константа скорости захвата по-прежнему равна  $k_c$ . С учетом генерации свободных радикалов (радиационных ловушек) система уравнений (1) модифицируется.

Во-первых, появляется дополнительное уравнение

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = k_c N_0(t)(g_i t - N_i),$$

а в правую часть последнего уравнения системы (1) добавляется слагаемое  $N_i(t)$ . Можно принять, что скорость генерации радиационных ловушек  $g_i$ , пропорциональна  $g_0$  и  $\lambda = g_i/g_0$  (величина, как правило, не больше единицы).

При теоретическом рассмотрении ограничимся анализом свойств радиационной электропроводности при длительном облучении, вызывающих наибольшие споры в литературе [6]. Это недостижимость квазистационарного состояния, неполная обратимость электропроводности при повторном облучении и длительный отжиг дозовых эффектов.

## МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

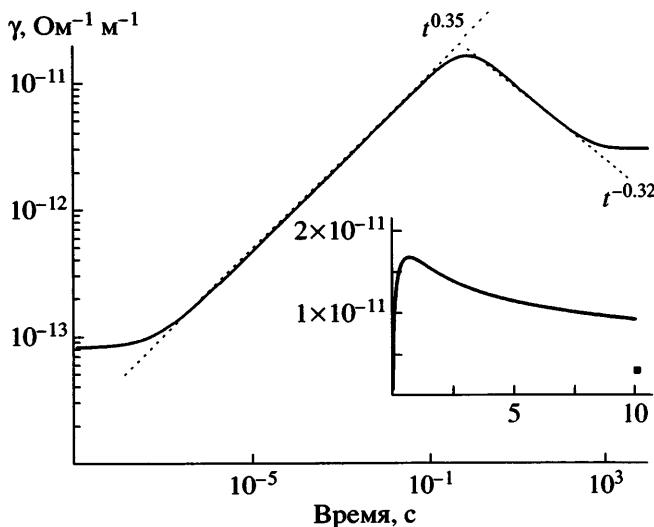
Для удобства численного интегрирования системы (1) применяли процедуру приведения системы уравнений к безразмерному виду, аналогичную приведенной в работе [8]. Чтобы сделать интеграл  $\int_0^{+\infty} \dot{\rho} dE$  собственным, который можно вычислить методами численного интегрирования, область интегрирования по энергии ограничивали сверху некоторым значением  $E_{\max}$ . Пусть на отрезке  $[0, E_{\max}]$  задана сетка  $\{E_i\}_{i=1}^n$ , тогда интеграл  $\int_0^{E_{\max}} \dot{\rho} dE$  можно заменить конечной суммой  $\sum_{i=1}^n \omega_i \dot{\rho}(E_i)$ , где набор весовых множителей  $\{\omega_i\}_{i=1}^n$  определяется типом квадратурной формулы [3]. Числа  $E_{\max}$  и  $n$  выбирали из соображе-

ний неизменности (с заданной точностью) решения системы (1) при их увеличении. В данной работе использовали формулу трапеций, для которой  $\omega_1 = \frac{\Delta_1}{2}$ ,  $\omega_n = \frac{\Delta_n}{2}$ ,  $\omega_i = \frac{\Delta_{i-1} + \Delta_i}{2}$  ( $i = 2, n-1$ ), где  $\Delta_i = E_{i+1} - E_i$  ( $i = 1, n-1$ ). Для произвольной квадратурной формулы последнее уравнение системы (1) переписывается в виде  $-\dot{N} + \dot{N}_0 + \sum_{i=1}^n \omega_i \dot{\rho}_i = 0$  ( $\dot{\rho}_i = \dot{\rho}(E_i)$  ( $i = 1, n$ )), а система (1) записывается относительно нового набора функций  $\{N_0(t), N(t), \{\rho_i\}_{i=1}^n\}$ . Относительно этого нового набора неизвестных система (1) может быть представлена в матричном виде как

$$M \times \dot{\mathbf{y}} = \mathbf{f}(t, \mathbf{y}), \quad (2)$$

где  $\mathbf{y} = (\rho_1, \dots, \rho_n, N, N_0, N_1)$ ,  $M$  – матрица с постоянными коэффициентами. Для систем вида (2), в том числе жестких, к которым и относится система (1), хорошо разработаны численные методы (см., например, работу [4]). Мы использовали метод Гира [9].

При решении системы (2) для экономии машинных ресурсов применяли адаптируемую в процессе интегрирования сетку по энергии. Отрезок интегрирования по времени  $[0, t_{\max}]$  разбивали набором точек  $\{t_i\}_{i=1}^m$  ( $t_1 = 0, t_m = t_{\max}$ ) на серию отрезков  $\Delta_i^t = [t_i, t_{i+1}]$  ( $i = 1, m-1$ ). Интегрирование системы (2) производили последовательно по отрезкам  $\Delta_i^t$ , при этом результат интегрирования на  $\Delta_i^t$  ( $y(t_{i+1})$ ) использовали как начальное условие для интегрирования на  $\Delta_{i+1}^t$ . В точках  $\{t_i\}_{i=2}^{m-1}$  проводили перенастройку сетки  $\{E_i\}_{i=1}^n$ . Плотность узлов выбирали пропорциональной величине  $\frac{\partial \rho(E, t_i)}{\partial E}$ . Поскольку функция  $\rho(E)$  при  $t = t_i$  представлена набором  $\{E_j, \rho_j(t_i)\}$  ( $j = 1, n$ ), для вычисления  $\frac{\partial \rho(E, t_i)}{\partial E}$  применяли формулу численного дифференцирования второго порядка (что соответствовало порядку квадратурной формулы).



**Рис. 1.** Расчетная кривая радиационной электропроводности модельного полимера в логарифмических координатах. На вставке начальный участок кривой приведен в линейных координатах. Точка соответствует стационарному значению радиационной электропроводности.

Для проведения расчетов выбраны следующие значения параметров модели, характерные для ПС [10]:  $\alpha = 0.35$ ,  $\mu_0 = 10^{-5} \text{ м}^2/\text{В с}$ ,  $k_r = 7 \times 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $k_c = 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $\tau_0 = 3 \times 10^{-11} \text{ с}$ ,  $v_0 = 2 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ , радиационно-химический выход носителей заряда принят равным 0.6 (при  $R_0 = 100 \text{ Гр/с}$  имеем  $g_0 = 3.7 \times 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ).

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

### Классическая модель Роуза–Фаулера–Вайсбергра

Общий вид переходного процесса представлен на рис. 1 и там же приведены основные его характеристики. В области очень коротких времен ( $t \leq 0.01 v_0^{-1}$ )  $\gamma_r \approx \gamma_p = g_0 \mu_0 \tau_0 e$ , т.е. радиационная электропроводность совпадает с ее мгновенной компонентой  $\gamma_p$  (на рисунке в районе времени 1 нс). Очень скоро, однако, становится заметным, а при  $t \geq 100 v_0^{-1}$  и доминирующим вклад задержанной составляющей, которая и определяет все свойства радиационной электропроводности при длительном облучении. В области времен  $v_0 t \gg 1$  рост  $\gamma_r$  происходит по степенному закону  $\gamma_r \propto t^\alpha$  практически до достижения максимума  $\gamma_{rm}$  в мо-

мент времени  $t_m$ , причем  $\gamma_{rm} t_m = D(\alpha) \frac{e \mu_0}{k_r}$ . Значения параметра  $D$  табулированы [6]. В нашем случае  $D = 0.493$ . Для сравнения укажем, что при  $\alpha = 0.5$  полученное нами значение  $0.811 \pm 0.002$  лишь на 1.9% ниже значения 0.8269, приведенного в работе [11]. В работе [12]  $D(0.5) = 0.815$ .

После прохождения максимума обнаруживается достаточно протяженный участок спада проводимости по закону  $\gamma_r \propto t^{-\frac{(1-\alpha)}{2}}$ , плавно переходящий затем на стационарное значение  $\tilde{\gamma}_r$ . Показано, что выполняется соотношение  $\gamma_{rm} = B(\alpha) \left( \frac{k_r}{k_c} \right)^{(1-\alpha)\Delta} \tilde{\gamma}_r$ ,

где  $B$  – численный коэффициент порядка единицы, а  $\Delta = (1 + \alpha)^{-1}$ .

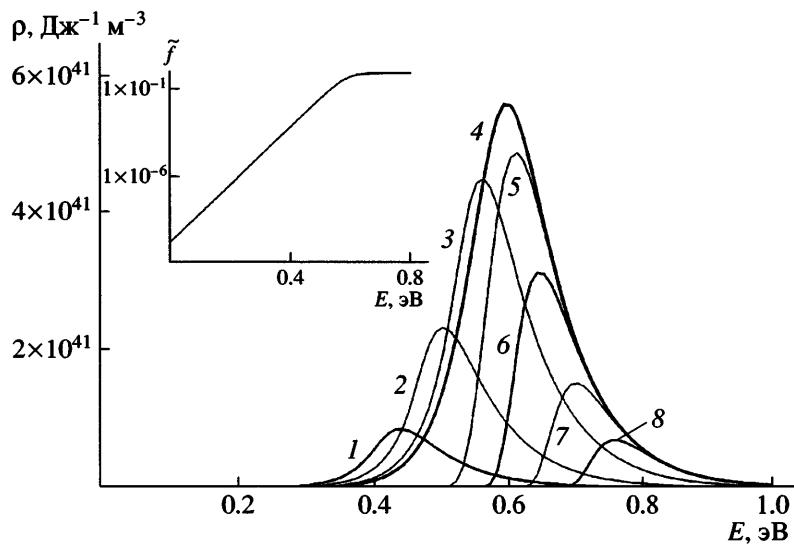
Стационарная степень заполнения ловушек  $\tilde{f}(E) = \tilde{\rho}(E)/M(E)$  подобна распределению Ферми при значении энергии Ферми  $E_f = kT \ln \frac{v_0}{k_c N_0}$ . Это означает, что ловушки с энергией  $E \geq 3E_f$  практически полностью заполнены, а при обратном соотношении их заполнением можно пренебречь. Для очень мелких ловушек ( $E \ll kT$ )  $\tilde{f} \approx \exp(-E_f/kT)$  (рис. 2).

Известно, что как  $\gamma_{rm}$ , так и  $\tilde{\gamma}_r$  пропорциональны  $g_0^\Delta$ . Однако в отличие от первой величины вторая в эксперименте практически не наблюдается. По всей видимости, причина тому – образование радиационных ловушек (нейтральных продуктов радиолиза радикальной или молекулярной природы).

### Учет радиационных ловушек

При проведении расчетов  $\lambda$  изменяли в широких пределах от 0.0001 до 1.0, что отражает неопределенность литературных данных относительно значений радиационно-химического выхода радикалов в полимерах при комнатной температуре.

Как следует из рис. 3, учет радиационных ловушек действительно устраняет стационарное состояние радиационной электропроводности в

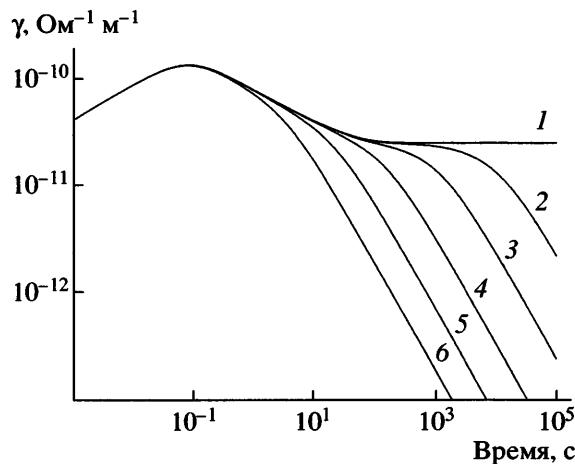


**Рис. 2.** Плотность распределения захваченных электронов по энергии ловушек  $E$  для различных моментов времени во время облучения 1 (1), 10 (2), 100 (3) и  $\geq 10^3$  с (4), а также для времен уже после его прекращения  $10^2$  (5),  $10^3$  (6),  $10^4$  (7) и  $10^5$  с (8). На вставке приведена стационарная степень заполнения ловушек  $\tilde{f}(E)$ , подобная распределению Ферми.

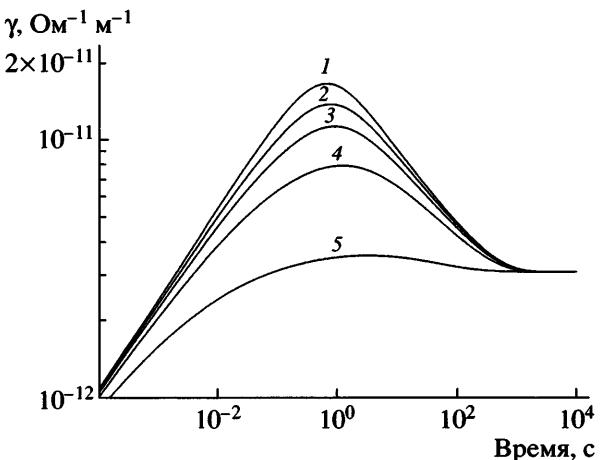
процессе облучения. Его заменяет спад переходного тока по закону  $j \propto t^{-1}$ , наступающий тем быстрее, чем больше параметр  $\lambda$ . Примечательно, что участок кривой до максимума совсем не изменяется при  $\lambda \leq 1.0$ . Это очень важное наблюдение, поскольку основная информация, необходимая для определения параметров модели Ро-

зуа–Фаулера–Вайсберга, относится именно к этому интервалу времени.

Большой интерес представляет изучение восстановления облученного полимера при изменении интервала времени  $t_a$  между первым и последующим облучением. Здесь возможны два подхо-



**Рис. 3.** Изменение во времени радиационной электропроводности модельного полимера с учетом генерации радиационных ловушек.  $\lambda = 0$  (1), 0.0001 (2), 0.001 (3), 0.01 (4), 0.1 (5) и 1.0 (6). Время облучения  $10^5$  с. Все кривые относятся к облучению исходного полимера. Скорость объемной генерации носителей заряда  $3 \times 10^{22} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ .



**Рис. 4.** Изменение во времени радиационной электропроводности модельного полимера при его последовательном облучении при времени паузы между сеансами облучения  $\infty$  (1),  $10^6$  (2),  $10^5$  (3),  $10^4$  (4) и  $10^2$  с (5). Скорость объемной генерации носителей заряда  $1.75 \times 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ,  $\lambda = 0$ .

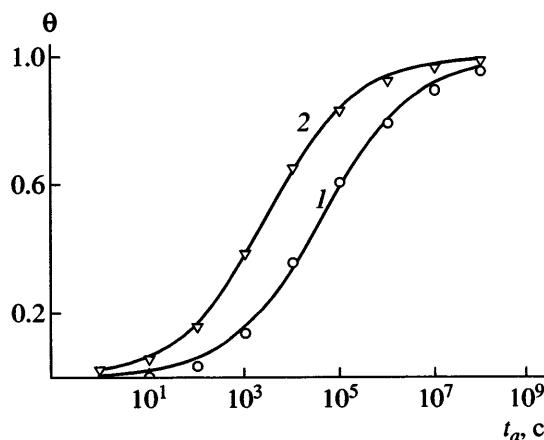


Рис. 5. Изменение параметра восстановления  $\Theta$  в зависимости от времени отжига  $t_a$  в методе повторного облучения (1) или импульсного зондирования (2).

да. В первом из них оба цикла длительного облучения идентичны (рис. 4). В качестве критерия сравнения выступает максимальное значение радиационной электропроводности.

Во втором регистрируется значение переходного тока в конце зондирующего импульса излучения длительностью 1 мс с мощностью дозы 1.0 Гр/с в исходном и облученном полимере после его частичного восстановления.

В качестве критерия восстановления (степени отжига) выбрана величина

$$\Theta = \frac{\gamma'_{rm} - \gamma_{re}}{\gamma_{rm} - \gamma_{re}},$$

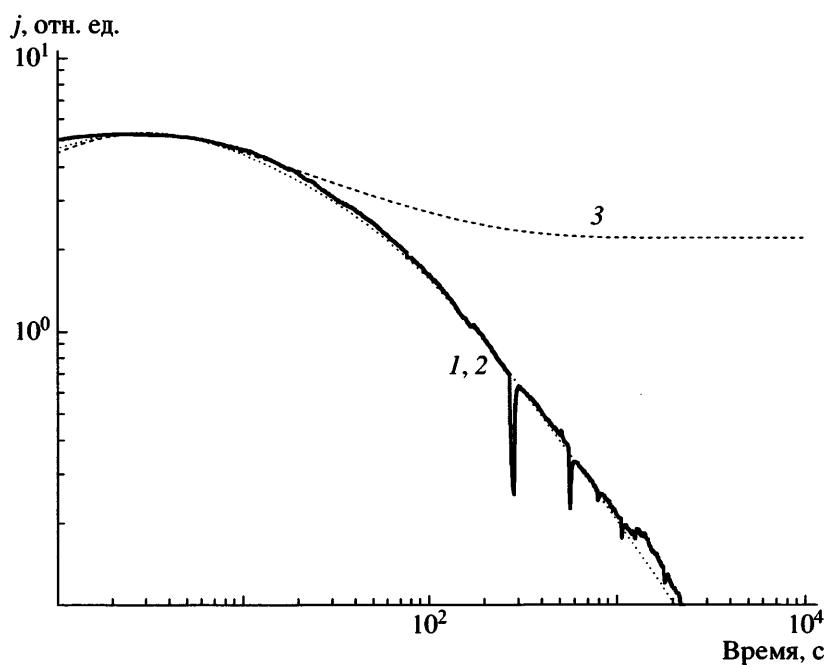
где  $\gamma_{rm}$  и  $\gamma'^{'}_{rm}$  – максимальные значения радиационной электропроводности при первом и повторном облучении соответственно, а  $\gamma_{re}$  – ее конечное значение после первого облучения. Как правило, длительность облучения достаточно велика, так что  $\gamma_{re}$  близко к своему стационарному значению  $\tilde{\gamma}$ . Во втором случае  $\gamma_{rm}$  и  $\gamma'^{'}_{rm}$  – значения радиационной электропроводности в конце зондирующего импульса в исходном и облученном полимере соответственно для искомого времени отжига  $t_a$ , а  $\gamma_{re}$  – значение радиационной электропроводности в конце зондирующего импульса в облученном полимере при  $t_a \rightarrow 0$  (т.е. в отсутствие отжига).

На рис. 5 представлены результаты расчета параметра восстановления  $\Theta$  в зависимости от времени отжига для стандартного режима облучения (длительность облучения  $10^4$  с, скорость объемной генерации  $1.75 \times 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ), что соответствует набору дозы  $\approx 5 \times 10^5$  Гр (50 Мрад). Видно, что времена восстановления по второму методу систематически короче. Для примера укажем их точные значения для  $t_a = 10^5$  с: 0.604 (повторное облучение) и 0.830 (импульсное зондирование). Большое значение для практики имеет тот факт, что измерения по второму методу не связаны с дополнительным набором дозы и могут быть проведены на одном образце полимера почти до его полного восстановления.

Проведенные расчеты однозначно указывают на чрезвычайно затянутый характер релаксации облученного полимера к своему исходному состоянию. Например, для достижения заметного восстановления ( $\Theta \sim 80\%$ ) полимера после его облучения указанной дозой требуется время выдержки  $t_a$  порядка  $10^6$  с (приблизительно 300 ч).

Учет радиационных ловушек сильно осложняет полученные результаты. В свете принятых ограничений (глубокие ловушки, монополярная проводимость) полный отжиг дозовых эффектов становится вообще невозможным. В этом направлении необходимо проведение дальнейших исследований по изучению кинетики расходования (рекомбинации) свободных радикалов и учета этого процесса в анализируемой модели [13, 14].

Используя развитый выше формализм, нами сделана предварительная попытка аппроксимации экспериментальной кривой переходного тока в ПЭВД, приведенной в нашей более ранней работе [15] и не получившей в ней удовлетворительного описания. Как видно из рис. 6, не изменяя параметров модели Роуза–Фаулера–Вайсберга этого полимера, но учитывая образование радиационных ловушек ( $\lambda = 0.05$ ), можно обеспечить удовлетворительное совпадение теории с экспериментом. Данный пример показывает, что модифицированная модель Роуза–Фаулера–Вайсберга позволяет продвинуться в область больших



**Рис. 6.** Экспериментальная (1) и расчетные (2, 3) кривые переходного тока, снятые в ПЭВД с учетом (2) и без учета (3) образования радиационных ловушек.

доз (порядка  $10^5$  Гр и выше), когда становятся заметными, а затем и доминирующими радиационно-химические эффекты облучения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что модель Роуза–Фаулера–Вайсберга даже в ее классическом варианте, основанном на учете лишь зарядового аспекта радиолиза, позволяет понять и количественно описать практически весь круг необычных свойств радиационной электропроводности, таких как немонотонная кинетика радиационной электропроводности, значительное отличие кривых переходного тока при последовательном облучении и чрезвычайно большие времена отжига дозовых эффектов. Расширение модели за счет учета радиационно-химического аспекта радиолиза (образование свободных радикалов в первую очередь) путем введения скорости генерации глубоких ловушек позволяет успешно объяснить отсутствие стационарного состояния в облучаемом полимере, как и затрудненность полного отжига в облученном полимере.

Таким образом, теория Роуза–Фаулера–Вайсберга должна рассматриваться в настоящее время как хорошо апробированная полуэмпирическая

модель радиационной электропроводности полимеров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайсберг С.Э. // Радиационная химия полимеров / Под ред. Каргина В.А. М.: Наука, 1973. С. 376.
2. Ванников А.В., Матвеев В.К., Сичкарь В.П., Тютнев А.П. Радиационные эффекты в полимерах. Электрические свойства. М.: Наука, 1982.
3. Тютнев А.П. // Химия высоких энергий. 1996. Т. 30. № 1. С. 5.
4. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2000. Т. 42. № 1. С. 16.
5. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. Б. 2004. Т. 46. № 12. С. 2104.
6. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Констюков Н.С. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. М.: Наука, 2005.
7. Хатипов С.А. // Химия высоких энергий. 2001. Т. 35. № 5. С. 323.

8. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалиев Г.С. Радиационная электрофизика органических диэлектриков. М.: Энергоатомиздат, 1989.
9. Арушунян О.Б., Залеткин С.Ф. Численное решение обыкновенных дифференциальных уравнений на Фортране. М.: МГУ, 1990.
10. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2005. Т. 47. № 11. С. 1971.
11. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Боеев С.Г. // Химия высоких энергий. 1995. Т. 29. № 2. С. 115.
12. Mingaleev G.S., Tyutnev A.P., Gerasimov B.P., Kulchitskaya I.A. // Phys. Status Solidi. A. 1986. V. 93. № 1. P. 251.
13. Милинчук В.К., Клинишпонт Э.Р., Пшежецкий С.Я. Макрорадикалы. М.: Химия, 1980.
14. Пикаев А.К. Современная радиационная химия. Твердое тело и полимеры. Прикладные аспекты. М.: Наука, 1987.
15. Тютнев А.П., Саенко В.С., Смирнов И.А., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 2006. Т. 40. № 5. С. 364.

## Theoretical Analysis of the Rose–Fowler–Vaisberg Model

A. P. Tyutnev<sup>a</sup>, R. Sh. Ikhsanov<sup>b</sup>, V. S. Saenko<sup>a</sup>, and E. D. Pozhidaev<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Moscow State Institute of Electronics and Mathematics,  
Trekhsvyatitel'skii per. 3/12, Moscow, 109028 Russia

<sup>b</sup> Research Institute of Instrumentation,  
promzona Turaevo, Lytkarino, Moscow oblast, 140080, Russia  
e-mail: aptyutnev @yandex.ru

**Abstract**—Results of numerical calculations based on the Rose–Fowler–Vaisberg model of radiation-induced conductivity in a case polymer upon long ( $10^4$  s) irradiation at doses of  $(5 \times 10^5)$ – $10^7$  Gy are reported. Two irradiation modes were considered: (1) preliminary irradiation and irradiation repeated at a certain variable time after the end of the first irradiation and (2) probing the virgin and irradiated polymer with a standard pulse of ionizing radiation. It was shown that the properties of radiation-induced conductivity, such as its overshoot kinetics, a considerable difference between current transients for the initial and the repeated irradiation, extremely long annealing times of dose effects, as well as the absence of a steady state, are naturally explained in terms of this model (with allowance for the generation of radiation-induced traps as regards the last property). The Rose–Fowler–Vaisberg theory should be considered at present a well-approved semiempirical model of radiation-induced conductivity in polymers.