

УДК 541.64 : 537.5

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РАДИАЦИОННО-ИМПУЛЬСНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛИМЕРОВ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

© 2025 г. И. Р. Муллахметов*, В. С. Саенко, А. П. Тютнев, Е. Д. Пожидаев

Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова
Национального исследовательского университета “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

*E-mail: sseew111@gmail.com

Поступила в редакцию 06.03.2024

После доработки 12.04.2024

Принята в печать 22.04.2024

Исследована радиационно-импульсная электропроводность полиэтилена и полипропилена при низкой (порядка 100 К) температуре при воздействии импульсов электронов с энергией 50 кэВ длительностью 1 мс. Для объяснения полученных результатов использована модель Роуза–Фаулера–Вайсберга. Показано, что при ее использовании необходимо учитывать различие сдвигов носителей в единичном электрическом поле до первого захвата ($\mu_0\tau_0$) и носителей,двигающихся путем перезахвата по ловушкам ($\mu_0\tau_0$). Последние фигурируют в теоретической модели Роуза–Фаулера–Вайсберга. Оба параметра вычислены по результатам проведенных экспериментальных исследований.

Ключевые слова: электроны с энергией 50 кэВ, численные расчеты, модель Роуза–Фаулера–Вайсберга, радиационная электропроводность полимеров.

DOI: 10.31857/S0207401X25010083

1. ВВЕДЕНИЕ

С середины 70-х и до конца 80-х г.г. XX века научной школой А.П. Тютнева, В.С. Саенко и Е.Д. Пожидаева выполнен цикл работ по радиационно-импульсной электропроводности (РИЭ) технических полимеров при их облучении импульсами ускоренных электронов, как правило, при комнатной температуре [1–4]. Полученные результаты интерпретировали на базе квазизонной модели Роуза–Фаулера–Вайсберга (РФВ) [1, 5] с привлечением основных теоретических представлений, заимствованных из ионно-парного механизма радиолиза жидких углеводородов (теория Онзагера, ланжевенновская рекомбинация). Совершенно очевидно, что эти данные, относящиеся к объемному облучению пленок полимерных материалов в режиме малого сигнала, самым непосредственным образом характеризуют перенос избыточных носителей заряда в полимерах. Установлено, что в отклике полимеров можно выделить мгновенную и задержанную составляющие РИЭ. Первая из них описывается кинетикой первого порядка с постоянной времени порядка долей наносекунды. Вторая обусловлена прыжковым транспортом носителей заряда как в

составе геминальных (близнецовых) пар (случай низких температур), так и свободных зарядов (комнатная температура).

В настоящее время РИЭ полимеров при импульсном облучении хорошо изучена не только при комнатной [3, 4, 6], но и при низкой температуре [7–9]. Выяснилось, что она (РИЭ) также хорошо описывается полуэмпирической моделью РФВ, основанной на формализме многократного захвата (наиболее убедительно это показано в работе [8]). Этот факт крайне удивителен, поскольку при низкой температуре (77–103 К) применение квазизонной модели многократного захвата должно натолкнуться на серьезные трудности, так как в этой области температур господствующее положение занимает туннельный механизм переноса носителей заряда [10]. Создавшееся положение потребовало как внимательного рассмотрения ситуации с теоретической точки зрения, так и проведения дополнительных экспериментальных исследований.

Цели настоящей работы – изучение РИЭ полиэтилена и полипропилена при низкой температуре (в районе температур 100 К), подобное

тому, что было сделано ранее для нормальных условий в работе [11], и объяснение полученных результатов с помощью модифицированной модели РФВ.

Система уравнений классической модели РФВ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN(t)}{dt} &= g_0 - k_r N_0(t) N(t), \\ \frac{\partial \rho(E, t)}{\partial t} &= k_c N_0(t) \left[\frac{M_0}{E_1} \exp\left(-\frac{E}{E_1}\right) - \right. \\ &\quad \left. - \rho(E, t) \right] - \nu_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \rho(E, t), \\ N(t) &= N_0(t) + \int_0^\infty \rho(E, t) dE. \end{aligned} \quad (1)$$

По определению радиационная электропроводность

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

где $N_0(t)$ — концентрация основных носителей заряда (в дальнейшем — электронов) в проводящем состоянии (в зоне переноса) с микроскопической подвижностью μ_0 ; $N(t)$ — их полная концентрация; g_0 — скорость объемной генерации электронов и дырок; k_r — коэффициент объемной рекомбинации квазисвободных электронов с неподвижными 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); $\tau_0 = (k_c M_0)^{-1}$ — время жизни квазисвободных электронов до захвата; $\rho(E, t)$ — плотность распределения захваченных электронов по ловушкам различной глубины; ν_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 и T — температура.

Согласно модели РФВ 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 подвиж-

ном состоянии с микроскопической подвижностью μ_0 , но их движение происходит в присутствии многочисленных ловушек, глубина которых распределена в широком энергетическом интервале по экспоненциальному закону.

Отличительной особенностью модели РФВ является то, что в аналитические формулы параметры μ_0 и τ_0 входят только в виде их произведения [1–4], а α , τ_0 и ν_0 фигурируют в выражении для времени пролета даже в виде тройного произведения $\mu_0 \tau_0 \nu_0^\alpha$: [1, 4, 11]. Для определения частотного фактора ν_0 нами предложена специальная процедура, в которой используются короткие импульсы радиации [9, 12].

Константа скорости рекомбинации k_r отражает бимолекулярный характер процесса, но может быть гораздо меньше ее ланжевенского значения (так называемая неланжевенская рекомбинация [1]). Радиационно-импульсная электропроводность полимеров при низких температурах снижается до уровня мгновенной компоненты радиационной электропроводности, γ_p , которая в рамках модели РФВ равна $\gamma_p/R_0 = K_p = \eta_0 \mu_0 \tau_0 e$, где R_0 — мощность дозы, K_p — приведенная мгновенная компонента РИЭ, а η_0 ($\text{м}^{-3} \cdot \text{Гр}^{-1}$) — начальная концентрация геминальных электрон-дырочных пар, образующихся в полимере на каждые 100 эВ поглощенной энергии ионизирующего излучения [1, 8, 9]. Параметр K_p в этих условиях становится одной из главных экспериментальных величин, характеризующих РИЭ и к тому же наиболее легко определяемых по результатам измерений.

Оказалось, что величина $\mu_0 \tau_0$, фигурирующая в выражении для расчета K_p , не всегда равна $\mu_0 \tau_0$, определяемой по модели РФВ из анализа свойств задержанной компоненты $\gamma_{rd} = \gamma_r - \gamma_p$ [4]. Чтобы отразить это различие, она обозначается как $\bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0$. Как правило, $\mu_0 \tau_0 = k \bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0$ и $k \leq 1$.

Температурная зависимость РИЭ полимеров входит в уравнения модели РФВ через параметр η_0 (вообще говоря, при азотных температурах это слабая зависимость) и частотный фактор ν_0 , который и несет основную долю активационной зависимости. Считается, что перенос носителей заряда в неупорядоченных твердых телах при низкой температуре происходит путем термоактивированных туннельных перескоков с участием молекулярных движений структурных единиц полимеров, выступающих в качестве прыжковых

центров [13, 14]. Концепция транспортного уровня [15, 16], получившая интенсивное развитие в последнее время, позволяет свести эти теоретические результаты к уравнениям многократного захвата, на которых и базируется модель РФВ. Прямое экспериментальное определение ν_0 представляется насущной экспериментальной задачей, позволяющей параметризовать модифицированную модель РФВ, в которой различаются параметры $\mu_0\tau_0$ и $\bar{\mu}_0\bar{\tau}_0$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Методика эксперимента

Для проведения экспериментов применяли методику, изложенную в работе [7]. Использовались пленки технического полиэтилена высокого давления (ПЭВД) отечественного производства и полипропилена (ПП) торговой марки “Torayfan” производства фирмы “Toray Plastics” (France), толщиной 20 и 12 мкм соответственно. Образцы диаметром 40 мм с напыленными алюминиевыми электродами диаметром 32 мм облучали моноэнергетическими электронами с энергией 50 кэВ при длительности прямоугольных импульсов облучения 1 мс при низкой температуре (103 К). Все эксперименты проводились при напряженности электрического поля в образце $4 \cdot 10^7$ В/м.

В табл. 1 приведены расчетные значения мощности поглощенной дозы в зависимости от тока электронов в 1 нА, падающих на заслонку и регистрируемых непосредственно при их стекании на землю. При оценке усредненной мощности дозы учитывали ее глубинный ход, рассчитанный по методу Монте-Карло [3]. Данные приведены как при наличии, так и в отсутствие свето- и теплоотражающей пленки полиэтилентерефталата (ПЭТФ) толщиной 5 мкм, расположенной над облучаемым образцом, так как измерения при комнатной температуре проводились без пленки ПЭТФ.

Таблица 1. Мощность поглощенной дозы для испытанных полимеров*

Материал	Толщина, мкм	Мощность поглощенной дозы (Гр/с) на 1 нА тока первичных электронов, регистрируемого заслонкой	
		без пленки ПЭТФ	с пленкой ПЭТФ
ПЭВД	20	2.8	2.1
ПП	12	2.3	1.7

* Данные любезно предоставлены Д.Н. Садовничим.

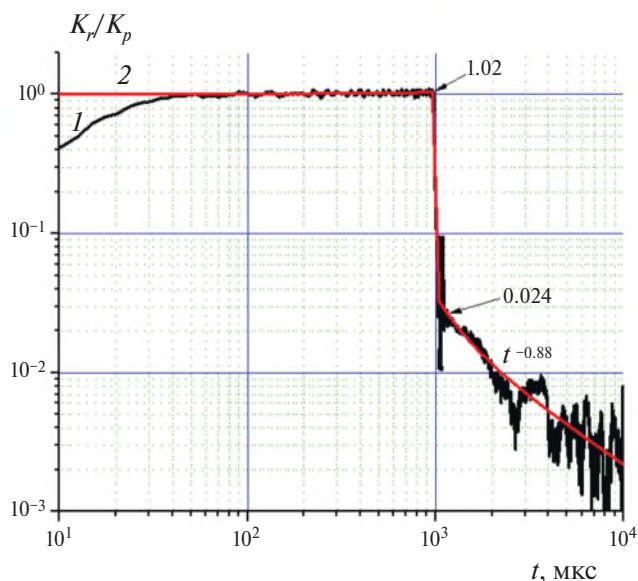


Рис. 1. Экспериментальная (1) и расчетная (2) радиационно-импульсная электропроводность ПЭВД при 103 К и мощности дозы $2.1 \cdot 10^4$ Гр/с.

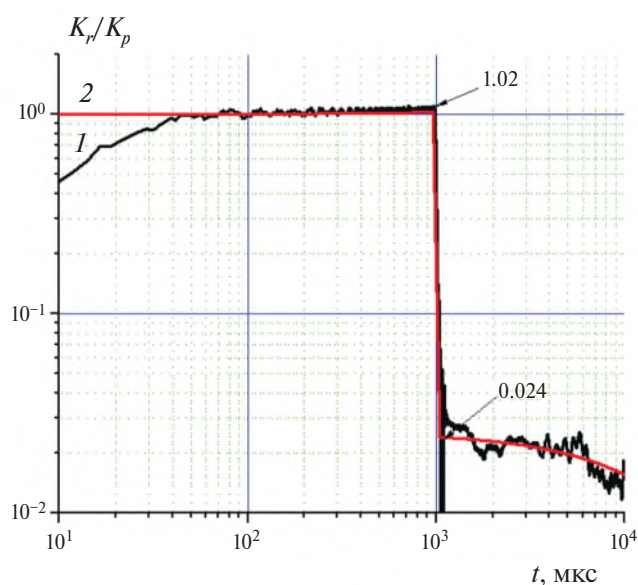


Рис. 2. Экспериментальная (1) и расчетная (2) радиационно-импульсная электропроводность ПП при 103 К и мощности дозы $1.7 \cdot 10^4$ Гр/с.

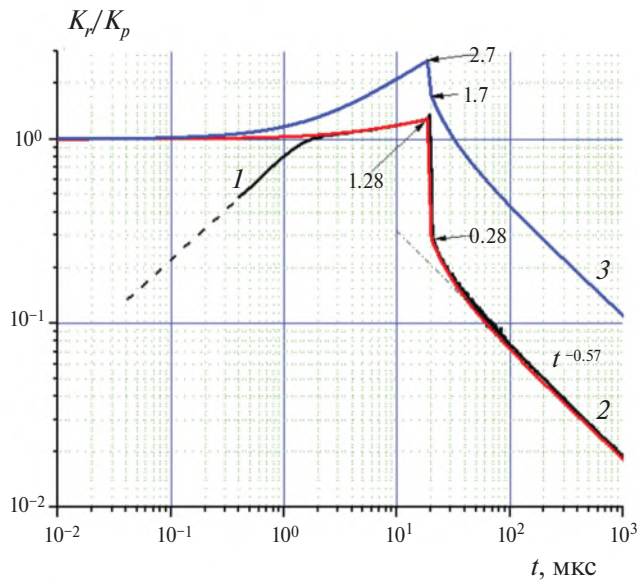


Рис. 3. Экспериментальная (1, черная, по оси ординат отложено отношение K_r/K_p) и расчетная (2, по оси ординат отложено отношение K_r/K_p') кривые РИЭ ПЭВД при 298 К и мощности дозы $6.2 \cdot 10^5$ Гр/с. Кривая 2 практически совпадает с кривой 1, которая при $t \leq 0.4$ мкс резко падает до нуля (показано штриховой линией) из-за влияния методических факторов (постоянная времени измерения, инерционность электронной системы и т.д.). Длительность импульса электронов – 20 мкс. Расчетная кривая (3, синяя) вычислена для параметра $\bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0 = 1.9 \cdot 10^{-16}$ м²/В (табл. 2).

2.2. Экспериментальные результаты и их анализ

Из рис. 1 и 2 видно, что в обоих случаях доминирует мгновенная компонента РИЭ, а после окончания импульса радиации проводимость резко снижается больше чем на порядок величины. В условиях низкой температуры концентрация носителей заряда за время выключения пучка не может заметно измениться [8, 9]. Таким образом, наблюдаемый эффект связан со спецификой переноса термализованных электронов.

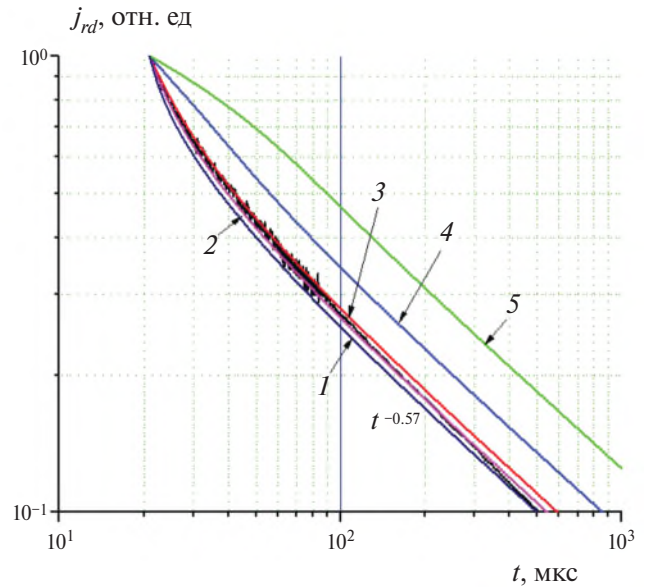


Рис. 4. Экспериментальная (черная) и расчетные кривые (1–5), демонстрирующие метод подбора частотного фактора на примере ПЭВД (нормированы на значение j_{rd} в момент окончания импульса радиации). Температура комнатная, длительность импульса – 20 мкс. Значения частотного фактора: 10^7 (1), 10^6 (2), $6 \cdot 10^5$ (3), $2 \cdot 10^5$ (4) и $8 \cdot 10^4$ с⁻¹ (5).

При работе с прямоугольными импульсами радиации в режиме малого сигнала (как в настоящей работе) плотность переходного тока РИЭ, j_r , в любой момент времени пропорциональна мощности дозы, поэтому удобно рассматривать не j_r , а ее приведенное значение $K_r = j_r/R_0$, рассчитанное на единицу мощности дозы. Размерность K_r совпадает с размерностью приведенной мгновенной компоненты K_p или ее теоретического аналога K_p' (см. ниже), фигурирующего в модели РФВ.

Процедура определения k иллюстрируется на примере РИЭ ПЭВД при комнатной температуре (рис. 3 и 4), поскольку регистрируемый экспери-

Таблица 2. Значения $\mu_0 \tau_0$, рассчитанные по описанной методике с необходимыми для расчета значениями параметров

Полимер	Температура, К	$K_p \cdot 10^{15}$, Ф/(м·Гр)	$\nu_0 \cdot 10^{-3}$, с ⁻¹	α	δ_{d1}	δ_{d2}	k	$\bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0 \cdot 10^{16}$, м ² /В	$\mu_0 \tau_0 \cdot 10^{16}$, м ² /В
ПЭВД	298	5.5	600	0.43	0.28	1.7	0.165	1.9	0.31
	103	3.5	4	0.12	0.024	0.24	0.1	1.2	0.12
ПП	298	5.6	20	0.38	0.1	2	0.05	2.0	0.1
	298	5.6	4	0.38	0.07	0.7	0.1	2.0	0.2
	103	4.7	0.17	0.17	0.024	0.024	1.0	1.7	1.7

Примечание. Плотность ПЭВД и ПП составляет 0.95 и 0.92 г/см³ соответственно. Первая строка для ПП при 298 К соответствует кривой 2, вторая – кривой 3 на рис. 5.

ментально спад проводимости после окончания импульса (рис. 3) хорошо обозначен. Эти данные основаны на не вошедших в работу [4] результатах.

Определив параметр K_p , оценим величину $\bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0 = (0.1/3\rho)K_p$ [1], где ρ — плотность полимера (см. табл. 2). Принято, что поглощенная энергия в 100 эВ приводит к образованию трех электрон-дырочных пар [1].

После этого определяется дисперсионный параметр α по спаду задержанной компоненты после окончания облучения, представленной в логарифмических координатах $\lg j_{rd} - \lg t$ при $t \geq 3t_p$ ($j_{rd} \propto t^{-1+\alpha}$), где t_p — длительность импульса излучения (рис. 3, кривая 1). Параметр ν_0 можно найти по методике, приведенной в работе [12] (см. рис. 4). При $\nu_0 t_p = 4$ кривая спада задержанной компоненты РИЭ преобразуется в прямую линию. При $\nu_0 t_p < 4$ кривая является выпуклой в том смысле, что наклон кривой уменьшается при приближении к концу импульса со стороны больших времен, как у кривой 5 на рис. 4. При $\nu_0 t_p > 4$ кривые спада становятся выпуклыми, как кривые 1–3 на рис. 4. Кривая 3 ($\nu_0 = 6.5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$) позволяет определить значение этого параметра для ПЭВД при 298 К (табл. 2).

Затем необходимо определить экспериментальное значение задержанной компоненты, приведенное к единице мощности дозы в момент окончания импульса (K_{d1}), и безразмерное отношение $\delta_{d1} = K_{d1}/K_p$, равное 0.28 для кривой 1 на рис. 1. Далее, для найденных значений α и ν_0 по значению задержанной компоненты РИЭ в момент окончания импульса, выраженной в единицах мгновенной компоненты модели РФВ $K'_p = \eta_0 \mu_0 \tau_0 e$ [4, 8] определяем параметр δ_{d2} , используя для этого программу MathCad, как и в работах [11, 12]. При проведении расчетов принималось, что как μ_0 , так и $\bar{\mu}_0$ равны $10^{-5} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а τ_0 и $\bar{\tau}_0$ выбираются так, чтобы произведение $\mu_0 \tau_0$ сохранило требуемое значение. Так, значение K_{d1} для ПЭВД при 298 К равно $0.28 K_p$ (кривая 1 на рис. 3), т.е. $\delta_{d1} = 0.28$, а $K_{d2} = 1.7 K'_p$ (кривая 3 на том же рисунке) т.е. $\delta_{d2} = 1.7$. При определении k исходим из соотношения $K_{d1} = K_p \delta_{d1} = K'_p \delta_{d2}$ и найдем, что $\bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0 \delta_{d1} = \bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0 \delta_{d2} = k \bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0 \delta_{d2}$. Здесь каждый член равенства сокращен на общий множитель $\tau_0 e$. Отсюда находим, что $k = \delta_{d1}/\delta_{d2} = 0.28/1.7 = 0.165$ (табл. 2). Контрольный расчет по модели РФВ полностью подтвердил правильность расчета значений коэффициента k .

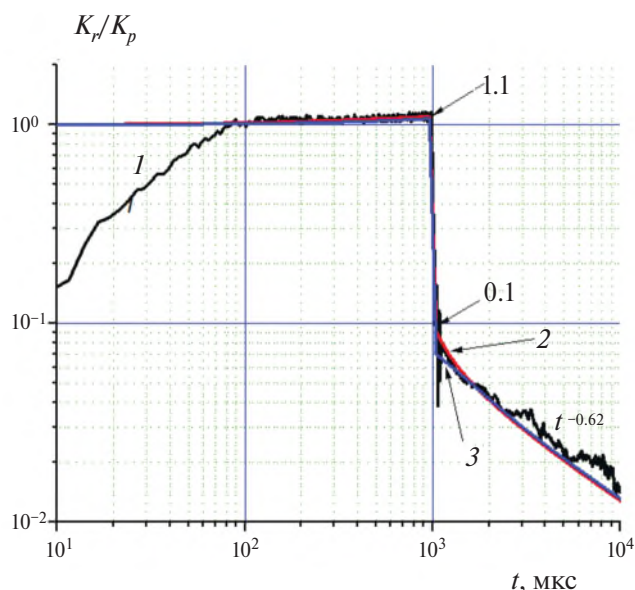


Рис. 5. Экспериментальная (1) и расчетные (2, 3) кривые РИЭ ПП при 298 К и мощности дозы $1.7 \cdot 10^4 \text{ Гр/с}$. Для кривой 2 параметр $\delta_{d1} = 0.1$, для кривой 3 он равен 0.07 (показаны стрелками).

В табл. 2 приведены значения $\mu_0 \tau_0$, для ПЭВД и ПП при 103 К, рассчитанные по описанной выше методике с необходимыми для расчета данными. Укажем на одну особенность приведенной методики. Из рис. 5 видно, что ход кривой спада задержанной составляющей допускает неоднозначность интерпретации на самой ранней стадии после окончания импульса. Данные табл. 2 относятся именно к показанному на рисунках виду кривых спада (выделены красным цветом). При подходе, использованном для кривой 3 на рис. 5, параметр $\delta_{d1} = K_{d1}/K_p$ снизится до 0.07 при $\nu_0 = 4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ (кривая спада представляет собой прямую линию вплоть до окончания импульса t_p), так что $\mu_0 \tau_0$ окажется равным $0.2 \cdot 10^{-16} \text{ м}^2/\text{В}$ ($k = 0.1$), что в 2 раза превышает первоначальное значение. Этот результат подчеркивает важность определения точного хода кривой спада задержанной компоненты РИЭ сразу после окончания импульса радиации.

Из табл. 2 также следует, что в ПП параметр $\bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0$ практически не изменяется при переходе от комнатной температуры к 103 К и находится в пределах ошибки эксперимента $\pm 20\%$. Следует отметить еще одну особенность: k для ПП при снижении температуры увеличивается и приближается к единице. В ПЭВД наблюдается обратный эффект — коэффициент k при переходе от комнатной температуры к 103 К уменьшился. Данный

вопрос требует серьезной проработки и интерпретации в дальнейшем.

Используемая в данной работе модель может быть применена и для анализа фотогенерации носителей тока в органических солнечных элементах при низкой температуре [17, 18]. Также данная модель эффективной однородной среды может быть применена для изучения свойств современных композиционных материалов [19, 20], представляющих интерес для различных областей науки и техники.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная нами методика позволяет оценить параметр $\mu_0\tau_0$ непосредственно из эксперимента. Таким образом, все параметры модели РФВ поддаются оценке по экспериментальным данным, хотя эта процедура основана на получении точных данных по спаду задержанной компоненты сразу после окончания импульса излучения, как это продемонстрировано на рис. 3 (кривая 1), что не всегда возможно в реальном эксперименте. Модифицированная модель дисперсионного переноса может быть названа двухпараметрической, в которой различаются сдвиги носителей в единичном электрическом поле до первого захвата ($\mu_0\tau_0$) идвигающихся путем перезакхвата по ловушкам ($\mu_0\tau_0$). Эти параметры определены экспериментально для обоих полимеров (см. табл. 2). Таким образом, устранена фундаментальная трудность в объяснении столь значительного спада РИЭ (до десятка раз, как это наблюдается в ПЭВД и ПП при 103 К) сразу после окончания импульса радиации. В работе [11] это явление ошибочно объяснялось влиянием геминальной рекомбинации.

Авторы выражают благодарность Д.Н. Садовничему за предоставленные данные расчетов по методу Монте-Карло, использованные в табл. 1.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований Национального исследовательского университета “Высшая школа экономики”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Костюков Н.С. Диелектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. М.: Наука, 2005.
2. Тютнев А.П., Абрамов В.Н., Дубенсков П.И., Ванников А.В., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Докл. АН СССР. 1986. Т. 289. № 6. С. 1437.
3. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолекуляр. соединения. А. 2005. Т. 47. № 11. С. 1971.
4. Tyutnev A., Saenko V., Ikhsanov R., Krouk E. // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. 095501. <https://doi.org/10.1063/1.5109768>
5. Тютнев А.П., Ихсанов Р.Ш., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолекуляр. соединения. А. 2006. Т. 48. № 11. С. 2015.
6. Tyutnev A.P., Saenko V., Mullakhmetov I., Abramshin A. // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. 175107. <https://doi.org/10.1063/5.0048649>
7. Муллахметов И.Р., Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // ЖТФ. 2023. Т. 93. № 1. С. 130. <https://doi.org/10.31857/10.21883/JTF.2023.01.54072.207-22>
8. Tyutnev A.P., Saenko V., Mullakhmetov I., Abramshin A. // J. Appl. Phys. 2022. V. 132. 135105. <https://doi.org/10.1063/5.0106159>
9. Tyutnev A.P., Saenko V., Mullakhmetov I., Pozhidaev E. // J. Appl. Phys. 2023. V. 134. 095903. <https://doi.org/10.1063/5.0158855>
10. Гольданский В.И., Трахтенберг Л.И., Флеров В.Н. Туннельные явления в химической физике. М.: Наука, 1986.
11. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Хим. физика. 2006. Т. 25. № 1. С. 79.
12. Tyutnev A.P., Saenko V.S., Pozhidaev E.D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 645. <https://doi.org/10.31857/10.1109/TPS.2017.2778189>
13. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолекуляр. соединения. А. 2000. V. 42. № 1. С. 16.
14. Бартнев Г.М., Бартнева А.Г. Релаксационные свойства полимеров. М.: Химия, 1992.
15. Никитенко В.Р. Нестационарные процессы переноса и рекомбинации носителей заряда в тонких слоях органических материалов. М.: НИЯУ МИФИ, 2011.
16. Khan M.D., Nikitenko V.R., Tyutnev A.P., Ikhsanov R.Sh. // J. Phys. Chem. C. 2019. V. 123. P. 1652–1659. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.8b11520>
17. Лукин Л.В. // Хим. физика. 2023. Т. 42. № 12. С. 54. <https://doi.org/10.31857/10.31857/S0207401X23120075>
18. Лукин Л.В. // Хим. физика. 2024. Т. 44. № 12.
19. Герасимов Г.Н., Громов В.Ф., Иким М.И. и др. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 11. С. 65. <https://doi.org/10.31857/S0207401X21110030>
20. Симбирцева Г.В., Бабенко С.Д. // Хим. физика. 2023. Т. 42. № 12. С. 64. <https://doi.org/10.31857/10.31857/S0207401X23120117>

FEATURES OF INTERPRETATION OF PULSED RADIATION-INDUCED CONDUCTIVITY OF POLYMERS AT LOW TEMPERATURE

I. R. Mullakhmetov*, V. S. Saenko, A. P. Tyutnev, E. D. Pozhidaev

*Tikhonov Moscow Institute of Electronics and Mathematics
National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia***E-mail: sseew111@gmail.com*

The pulsed radiation-induced conductivity of polyethylene and polypropylene was studied at low (about 100 K) temperatures under the influence of electron pulses with an energy of 50 keV and a duration of 1 ms. To explain the results obtained, the Rose-Fowler-Vaisberg model was used. It is shown that when using it, it is necessary to take into account the difference in the shifts of carriers in a unit electric field before the first trapping ($\bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0$) and those moving by recapture along traps ($\mu_0 \tau_0$) appearing in the theoretical Rose-Fowler-Vaisberg model. Both of these parameters were calculated based on the results of experimental results.

Keywords: electrons with energy 50 keV, numerical calculations, semi-empirical model of radiation electrical conductivity of polymers

REFERENCES

1. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev, N.S. Kostyukov, Dielectric properties of polymers in fields of ionizing radiation (Nauka, Moscow, 2005). [in Russian].
2. A.P. Tyutnev, V.N. Abramov, P.I. Dubenskov, A.V. Vannikov, V.S. Saenko, Reports of the USSR Academy of Sciences. **289** (6), 1437 (1986).
3. A.P. Tyutnev, D.N. Sadovnichiy, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev. Polymer Science, Series A. **47** (11), 1971 (2005).
4. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, R.Sh. Ikhsanov, E.A. Krouk. J. Appl. Phys. **126**, 095501 (2019).
<https://doi.org/10.1063/1.5109768>
5. A.P. Tyutnev, R.Sh. Ikhsanov, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev. Polymer Science, Series A. **48** (11), 2015 (2006).
6. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, I.R. Mullakhmetov, A.E. Ab-rameshin. J. Appl. Phys. **129**, 175107 (2021).
<https://doi.org/10.1063/5.0048649>
7. I.R. Mullakhmetov, A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev. Technical Physics. **93** (1), 130 (2023).
<https://doi.org/10.21883/JTF.2023.01.54072.207-22>
8. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, I.R. Mullakhmetov, A.E. Ab-rameshin. J. Appl. Phys. **132**, 135105 (2022).
<https://doi.org/10.1063/5.0106159>
9. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, I.R. Mullakhmetov, E.D. Pozhidaev. J. Appl. Phys. **134**, 095903 (2023).
<https://doi.org/10.1063/5.0158855>
10. V.I. Gol'danskij, L.I. Trahtenberg, V.N. Flerov. *Tunnel phenomena in chemical physics* (Nauka, Moscow, 1986). [in Russian].
11. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev. Khim. fizika **25** (1), 79 (2006).
12. A.P. Tyutnev, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev. IEEE Transactions on Plasma Science. **46** (3), 645 (2018).
<https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2778189>
13. A.P. Tyutnev, D.N. Sadovnichii, V.S. Saenko, E.D. Pozhidaev. Polymer Science, Series A. **42** (1), 16 (2000).
14. G.M. Bartenev, A.G. Barteneva. *Relaxation properties of polymers* (Khimiya, Moscow, 1992) [in Russian].
15. V.R. Nikitenko. *Non-stationary processes of transfer and recombination of charge carriers in thin layers of organic materials* (NRNU MEPhI, Moscow, 2011). [in Russian].
16. M.D. Khan, V.R. Nikitenko, A.P. Tyutnev, R.Sh. Ikhsanov. J. Phys. Chem. C. **123** (3), 1653 (2019).
<https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.8b11520>
17. L.V. Lukin. Russ. J. Phys. Chem. B. **17** (6), 1300 (2023).
<https://doi.org/10.1134/S1990793123060180>
18. L.V. Lukin // Russ. J. Phys. Chem. B. **18** (6) (2024).
19. G. N. Gerasimov, V. F. Gromov, M. I. Ikim et al. Russ. J. Phys. Chem. B. **15** (6), 1102 (2021).
<https://doi.org/10.1134/S1990793121310018>
20. G. V. Simbirtseva, S. D. Babenko. Russ. J. Phys. Chem. B. **17** (6), 1309 (2023).
<https://doi.org/10.1134/S1990793123060222>