

04

Моделирование электрического пробоя монокристаллов перхлората аммония в динамическом режиме

© А.В. Ханефт

Кемеровский государственный университет,
650043 Кемерово, Россия
Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия
e-mail: avkhaneft@mail.ru

Поступило в Редакцию 31 июля 2019 г.

В окончательной редакции 18 декабря 2019 г.

Принято к публикации 26 декабря 2019 г.

Проведено численное моделирование электрического пробоя монокристаллов перхлората аммония в динамическом режиме. Решена система дифференциальных уравнений, описывающая процессы в эквивалентной схеме генератора импульсных напряжений совместно с кинетическим уравнением ударного размножения электронов и уравнением теплового баланса. Рассчитаны зависимости электрической прочности перхлората аммония в динамическом режиме от межэлектродного расстояния и длительности переднего фронта импульса высокого напряжения. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с имеющимся экспериментом электрического пробоя перхлората аммония в динамическом режиме.

Ключевые слова: моделирование, электрический пробой, динамический режим, перхлорат аммония.

DOI: 10.21883/JTF.2020.06.49276.289-19

Введение

В последние десять лет появилось значительное число работ по исследованию закономерностей электрического пробоя полимерных диэлектрических пленок и энергетических материалов [1–8]. Актуальность работ [1–5] обусловлена тем, что диэлектрические пленки применяются, например, в импульсных высоковольтных конденсаторах, а диэлектрические эластомеры — в электромеханических преобразователях. В работах [1–3] показано, что экспериментальные данные по электрической прочности полимеров можно объяснить, используя ионизационный механизм пробоя диэлектриков, не связанный с развитием в них ударной ионизации. В работах [1,5] рассматривается влияние скорости нарастания напряжения на образцах на их электрическую прочность. Изучение электрической прочности энергетических материалов вызвано необходимостью решения проблем безопасности при их производстве и транспортировке в связи с возможностью их электризации, а также применением их в искровых электродетонаторах [6–8]. В [8] рассмотрено влияние наноразмерных добавок на инициирование энергетических материалов высоковольтным электрическим разрядом. Предложена модель пробоя, в основе которой лежит образование бесконечного перколяционного кластера из наночастиц.

Перхлорат аммония (ПХА) является ионным диэлектриком ($\text{NH}_4^+ \text{ClO}_4^-$) с протонной проводимостью и шириной запрещенной зоны порядка 6.06 eV [9]. Применяется ПХА в качестве окислительного компонента смесевых ракетных видах твердого топлива в связи с большим содержанием кислорода [10].

Влияние электрического поля на термическое разложение и электрический пробой ПХА рассмотрено в работах [11–18]. В [11–13] показано, что постоянное и импульсное электрические поля уменьшают индукционный период термического разложения ПХА. В [14–16] представлены экспериментальные результаты по электрическому пробую поликристаллических таблеток ПХА. Электрическая прочность ПХА зависит от плотности таблеток, межэлектродного расстояния, длительности переднего фронта импульса высокого напряжения τ , а также от дозы D предварительного γ -облучения. Зависимости напряжения пробоя при разных толщинах таблеток от τ имеют вид кривых с минимумами. Для таблеток ПХА при дозе предварительного γ -облучения $D = 315 \text{ kGy}$ минимум пропадает. Электрический пробой необлученных и облученных таблеток ПХА происходит в воздушных порах.

В работах [17,18] представлены экспериментальные результаты по электрическому пробую монокристаллов ПХА импульсами высокого напряжения. Электрический пробой ПХА происходил в динамическом режиме на переднем фронте импульса высокого напряжения, т.е. в режиме перенапряжения. Осциллограмма напряжения на образце имела плавный подъем и резкий спад в случае электрического пробоя ПХА. За напряжение электрического пробоя образца полагалась напряжение в максимуме кривой. Естественно, в максимуме кривой производная $dU/dt = 0$. В случае электрического пробоя ПХА в образце проскакивала электрическая искра. В [17,18] показано, что электрическая прочность ПХА в динамическом режиме зависит от межэлектродного расстояния L и длительности переднего фронта импуль-

са высокого напряжения τ . Зависимость электрической прочности от τ равносильна зависимости от обратной величины скорости подъема напряжения на образце.

Целью настоящей работы является численное моделирование электрического пробоя монокристаллов ПХА в динамическом режиме от межэлектродного расстояния и длительности переднего фронта импульса высокого напряжения с использованием ударного механизма размножения электронов.

Постановка задачи

На рис. 1 представлена эквивалентная схема генератора импульса высокого напряжения. На основе законов Кирхгофа для токов в узле и напряжений в электрических контурах запишем дифференциальные уравнения для напряжений на конденсаторах

$$\frac{dU_G}{dt} = -\frac{U_G - U_C}{\tau_G}, \tag{1}$$

$$\frac{dU_C}{dt} = \frac{U_G - U_C}{\tau} - \frac{U_C}{(r + R_l)C}. \tag{2}$$

Здесь приняты следующие обозначения: C_G — накопительная емкость генератора импульсного напряжения; U_G — напряжение на накопительной емкости; $\tau_G = RC_G$ — характерное время разряда накопительной емкости; C, R — емкость и сопротивление формирователя переднего фронта импульса напряжения длительностью $\tau = RC$; U_C — напряжение на емкости C ; R_l — сопротивление, ограничивающее ток в цепи при электрическом пробое ПХА; r — сопротивление монокристалла ПХА.

Емкости и сопротивления эквивалентной электрической схемы (рис. 1) имеют следующие значения: $C_G = 250 \text{ nF}$, $R = 330 \text{ }\Omega$ и $R_l = 150 \text{ }\Omega$. Емкость C при численном решении уравнений (1), (2) варьировалась от 1.2 до 29 nF.

Система уравнений (1), (2) дополняется кинетическим уравнением для электронов и уравнением теплового баланса

$$\frac{dn}{dt} = G_0 + \alpha v_d n - k_r n^2 - \frac{v_d n}{L}, \tag{3}$$

$$c\rho \frac{dT}{dt} = \sigma E^2 + Q, \tag{4}$$

где n — концентрация электронов; α — коэффициент ударной ионизации электронов; k — константа

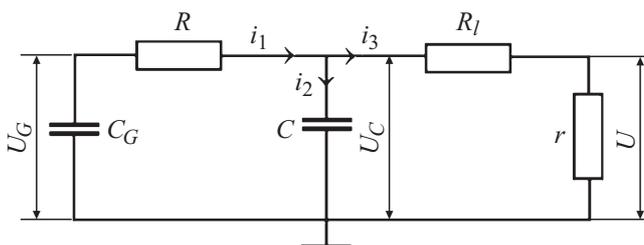


Рис. 1. Эквивалентная схема генератора.

рекомбинации электронов с дырками; v_d — дрейфовая скорость электронов; T — температура образца; ρ и c — плотность и удельная теплоемкость ПХА; Q — удельная скорость тепловыделения при разложении ПХА; σ — электронная удельная проводимость образца.

Кинетическое уравнение (3) для электронов включает в себя процессы ударного размножения электронов и их гибель вследствие рекомбинации с дырками и выноса из диэлектрика [19]. Естественно, в данной наиболее простой записи уравнения (3) не учитывается образование объемного заряда, а также захвата электронов на примесные центры [19], например, образованные протонами. Да это и невозможно сделать корректно, так как ПХА — практически не исследованное соединение с точки зрения физики полупроводников, как например, классические полупроводники германий или кремний. В уравнение (3) включено дополнительное слагаемое — генерационный член G_0 . Это слагаемое учитывает образование первичных электронов в объеме диэлектрика вследствие фоновой генерации или экзоэлектронной эмиссии из электродов [20]. Кроме того, под G_0 можно понимать скорость опустошения ловушек в электрическом поле вследствие эффекта Френкеля [21]. Если не учитывать в уравнении (3) слагаемое G_0 , то ударное размножение электронов не происходит вследствие выноса начальных электронов из объема диэлектрика. Расчеты проводились при $G_0 = 10^3 \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$.

Дрейфовая скорость и электронная проводимость образца определяются выражениями

$$v_d = \mu E, \quad \sigma = q\mu n,$$

где μ — подвижность электронов; $E = U/L$ — напряженность электрического поля в образце ПХА; q — элементарный заряд. Расчеты проводились при подвижности электронов $\mu = 0.2 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$. Значение подвижности электронов подбиралось таким образом, чтобы как можно лучше описать экспериментальные результаты по зависимости электрической прочности монокристаллов ПХА от межэлектродного расстояния [17]. Вкладом дырок в ударное размножение и проводимость пренебрегли, так как подвижность дырок в ионных кристаллах значительно меньше подвижности электронов.

Напряжение на образце ПХА вычислялось по формуле

$$U = U_C \frac{r}{r + R_l}. \tag{5}$$

Сопротивление образца рассчитывалось по формуле

$$r = \frac{L}{S(\sigma + \sigma_0)},$$

где $S = \pi d^2/4$ — площадь электрода; σ_0 — протонная удельная проводимость образца, равная $\sim 10^{-14} (\text{}\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$ [9]; $d = 0.7 \text{ mm}$ — диаметр электродов [17].

Коэффициент ударной ионизации электронов вычисляется по выражению [18]:

$$\alpha = 2 \cdot 10^4 \exp \left[- \left(\frac{8.4 \cdot 10^6}{E} \right)^{0.4} \right], \text{ cm}^{-1}.$$

Константа рекомбинации электронов k_r в ПХА полагается порядка $10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$. Константа k_r такого порядка измерена, например, в ионном кристалле AgBr [22].

Для ПХА плотность монокристалла $\rho = 1.95 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ [9], удельная теплоемкость $c = 660.0 + 1.72 \cdot T \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ [23]. Скорость тепловыделения

$$Q = \frac{\rho Q_m Z}{M} \exp \left(- \frac{E_a}{RT} \right),$$

где $Q_m = 171.24 \text{ kJ/mol}$ — тепловой эффект реакции термического разложения ПХА [24]; $M = 117.45 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$ — молярная масса ПХА; $Z = 10^8 \text{ s}^{-1}$ — частотный фактор; $E_a = 125.6 \text{ kJ/mol}$ — энергия активации реакции термического разложения ПХА. Кинетические параметры для Z и E_a взяты из [24] для температурного интервала 468–553 К.

Система дифференциальных уравнений (1)–(4) имеет следующие начальные условия:

$$U_G(0) = 10 \text{ kV}, U_C(0) = 0, n(0) = 1 \text{ cm}^{-3}, T(0) = 330 \text{ K}. \quad (6)$$

Определим функциональную зависимость напряжения U на образце при $t < t^*$, где t^* — динамическое время задержки электрического пробоя диэлектрика. Положим, что $r = \infty$. Тогда уравнение (2) примет вид

$$\frac{dU_C}{dt} = \frac{U_G - U_C}{\tau}. \quad (7)$$

Решая систему дифференциальных уравнений (1) и (7), получим выражения для напряжений на емкостях C_G и C :

$$U_G(t) = U_G(0) \left[\frac{\tau_0}{\tau} + \left(1 - \frac{\tau_0}{\tau} \right) \exp \left(- \frac{t}{\tau_0} \right) \right], \quad (8)$$

$$U_C(t) = U_G(0) \frac{\tau_0}{\tau} \left[1 - \exp \left(- \frac{t}{\tau_0} \right) \right], \quad (9)$$

где

$$\tau_0 = \frac{\tau_G \tau}{\tau_G + \tau} = \frac{C_G}{C_G + C} \tau.$$

Учитывая, что $C_G \gg C$ и $r = \infty$, окончательно получим зависимость напряжения на образце и емкости C от времени и крутизны переднего фронта импульса

$$U(t) = U_C(t) = U_G(0) \left[1 - \exp \left(- \frac{t}{\tau} \right) \right]. \quad (10)$$

Таким образом, крутизна переднего фронта импульса напряжения зависит только от емкости C . Выражение (10) совпадает с выражением для зависимости переднего фронта напряжения от времени, приведенного в работе [1].

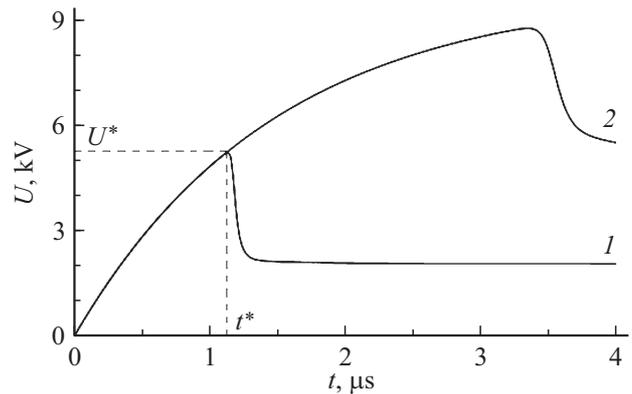


Рис. 2. Зависимость напряжения на образце ПХА от времени при $\tau = 1.5 \mu\text{s}$ и $L = 0.01$ (1), 0.03 cm (2) (расчет).

Результаты численных расчетов и их обсуждение

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1)–(4) с начальными условиями (6) решалась численно методом Рунге–Кутты 4-го порядка точности [25] совместно с уравнением (5). Некоторые результаты численного моделирования электрического пробоя монокристаллов ПХА в динамическом режиме приведены на рис. 2–5.

На рис. 2 приведены расчетные кривые зависимости напряжения U на образце ПХА от времени при длительности переднего фронта импульса высокого напряжения $\tau = 1.5 \mu\text{s}$ и межэлектродных расстояниях $L = 0.01$ (1) и 0.03 cm (2). За напряжение пробоя при численном решении системы уравнений (1)–(4) принималось напряжение U^* в точке изменения знака производной dU/dt , т.е. в точке $U = U^*$ производная $dU/dt = 0$ (рис. 2, кривая 1) [1,19]. Для кривой 1 ($L = 0.01 \text{ cm}$) напряжение пробоя $U^* \approx 5.25 \text{ kV}$, а динамическое время задержки электрического пробоя $t^* = 1.137 \mu\text{s}$. Сопротивление образца ПХА в данный момент времени равно $r^* \approx 24.2 \text{ k}\Omega$, а ток через образец $i_3^* \approx 0.217 \text{ A}$ (рис. 3). Расчеты показали, что ток i_3 за время $\Delta t = 0.137 \mu\text{s}$ вследствие ударного (цепного) размножения возрос на пять порядков. Это говорит о том, что время развития электрического пробоя при ударной ионизации значительно меньше динамического времени задержки электрического пробоя. Концентрация электронов в момент пробоя $n(t^*) = 3.36 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Скорости ударного размножения, рекомбинации и выноса электронов из объема в момент пробоя соответственно равны

$$\alpha v_d n = 0.34 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, k_r n^2 = 0.11 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1},$$

$$\frac{v_d n}{L} = 0.35 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

Из сравнения данных скоростей видно, что основным каналом гибели электронов является их вынос из объема образца, а не рекомбинация.

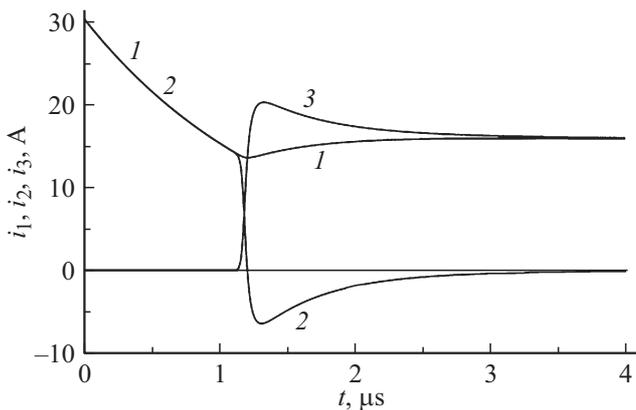


Рис. 3. Зависимости токов i_1 (1), i_2 (2) и i_3 (3) от времени в эквивалентной схеме генератора импульсного напряжения при $\tau = 1.5 \mu\text{s}$ и $L = 0.01 \text{ cm}$.

Учитывая неравенство $r^* \gg R_l$, из выражения (5) имеем, что $U^* \approx U_C$ в момент пробоя. Расчеты показали, что $U_C(t^*) \approx 5.28 \text{ kV}$. Значение U^* можно оценить и по формуле (10). Так, при $t^* = 1.137$ и $\tau = 1.5 \mu\text{s}$ из (10) имеем $U^* \approx 5.31 \text{ kV}$, т.е. немного завышенное значение для напряжения пробоя.

Электрические токи в эквивалентной схеме вычислялись по формулам

$$i_1 = \frac{U_G - U_C}{R}, \quad i_2 = \frac{U_G - U_C}{R} - \frac{U_C}{r + R_l}, \quad i_3 = i_1 - i_2. \tag{11}$$

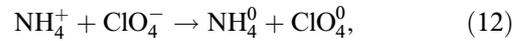
Результаты расчетов токов изображены на рис. 3. Как видно из рис. 3, до начала развития электрического пробоя ток $i_1 \approx i_2$, а ток $i_3 \approx 0$. После электрического пробоя ток i_2 меняет свое направление, т.е. емкость C начинает разряжаться. Это приводит к появлению максимума на зависимости $U_C(t)$ при $t = 1.205 \mu\text{s}$. Напряжение на емкости в максимуме $U_C = 5.41 \text{ kV}$. Производная в данный момент времени

$$\frac{dU_C}{dt} = \frac{U_G - U_C}{\tau} - \frac{U_C}{(r + R_l)C} = 0.$$

Из данного выражения имеем, что $i_1 = i_3$, $i_2 = 0$. Причем ток i_1 имеет минимум (рис. 3, кривая 1). Возрастание тока i_1 после минимума вызвано разрядом емкости C через сопротивления R_l и r .

Спад напряжения на образце после электрического пробоя происходит вследствие уменьшения сопротивления образца. Как показали расчеты, изменением температуры ПХА к моменту пробоя можно пренебречь. Температура резко начинает возрастать после электрического пробоя. Например, к моменту времени $t = 1.5 \mu\text{s}$ температура образца увеличивается примерно на 150.0 K вследствие джоулева разогрева, концентрация электронов $n \approx 7.31 \cdot 10^{17}$ и ток через образец $i_3 \approx 19.4 \text{ A}$. Вклад экзотермической реакции разложения ПХА в повышение температуры образца к данному моменту времени незначителен.

В настоящее время общепринятым является протонный механизм термического разложения ПХА [9]. Электронный механизм [26], согласно которому первичным элементарным актом разложения ПХА является переход электрона от аниона к катиону



был отвергнут в связи с тем, что ПХА является широкозонным диэлектриком. Однако образующиеся при ударной ионизации электроны (e^-) и дырки (h^+) могут инициировать неравновесную экзотермическую реакцию разложения ПХА (12). Влияние ионизирующего излучения на разложения ПХА показано, например, в [9].

Образование сквозного канала диаметром несколько микрон в ПХА при электрическом пробое может быть обусловлено пинч-эффектом [21], который приводит к возрастанию плотности тока в центре кристалла ПХА. Таким образом, можно предположить, что выгорание сквозного канала в ПХА происходит после падения напряжения на образце.

На рис. 4 приведена зависимость электрической прочности ПХА от межэлектродного расстояния при $\tau = 1.5 \mu\text{s}$. Как видно из рис. 4, результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментом [17]. Необходимо отметить, что в работе [17] допущена неточность. Точка для E^* при $L = 0.08$ получена при $U_G(0) = 14 \text{ kV}$. При $U_G(0) = 10 \text{ kV}$ электрический пробой ПХА не происходит.

На рис. 5 представлены экспериментальные [18] и расчетные зависимости электрической прочности ПХА от длительности переднего фронта импульса высокого напряжения τ при межэлектродном расстоянии $L = 0.03 \text{ cm}$ (треугольники и расчетная кривая 1) и $L = 0.01$ (точки и расчетная кривая 2). Как видно из рис. 5, расчетная кривая 1 при $L = 0.03 \text{ cm}$ количественно удовлетворительно согласуется с результатами

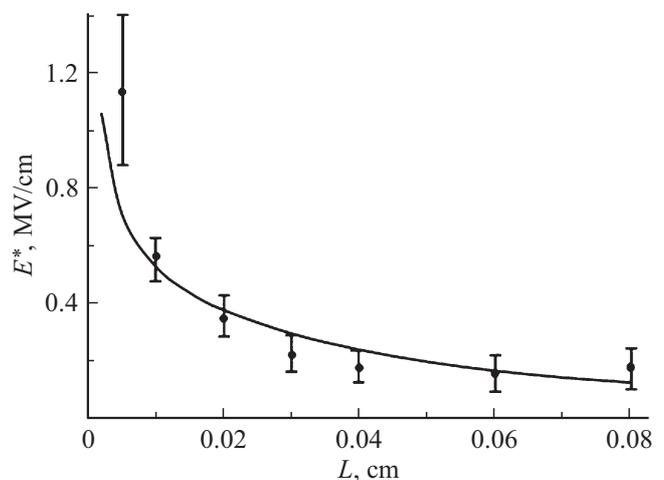


Рис. 4. Зависимость электрической прочности ПХА от межэлектродного расстояния L при $\tau = 1.5 \mu\text{s}$: точки — эксперимент [17], линия — расчет.

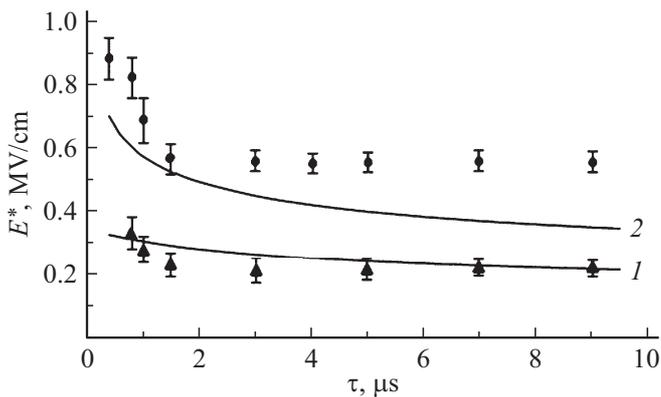


Рис. 5. Зависимость электрической прочности ПХА от длительности переднего фронта импульса высокого напряжения τ : \blacktriangle , \bullet — эксперимент при $L = 0.03$ и 0.01 см [18]; кривые 1, 2 — расчет при $L = 0.03$ и 0.01 см.

экспериментов. Расчетные значения электрической прочности при $L = 0.01$ см отличаются от экспериментальных данных примерно на 40%. Кроме того, видно, что экспериментальные значения электрической прочности ПХА при $\tau > 1.5 \mu\text{s}$ не зависят от τ . Согласно [27], независимость электрической прочности диэлектриков при больших τ может являться следствием образования объемного заряда.

Из рис. 5 видно, что расчетные значения E^* , наоборот, зависят от τ . Причем чем больше τ , тем слабее становится зависимость E^* от τ . Это можно показать качественно, если от выражения (10) взять производную по τ :

$$\left. \frac{dE(t)}{d\tau} \right|_{t=t^*} \approx -\frac{t^* U_G(0)}{\tau^2 L} \exp\left(-\frac{t^*}{\tau}\right). \quad (13)$$

Так же из данного выражения видно, что чем меньше межэлектродное расстояние, тем круче ведет себя зависимость $E^*(\tau)$, что согласуется с результатами расчетов и качественно с экспериментом при $\tau \leq 1.5 \mu\text{s}$ (рис. 5). Следовательно, время задержки электрического пробоя монокристаллов ПХА определяется в основном временем заряда емкости C , т. е. временем подъема напряжения на образце, а не характерным временем развития ударного размножения электронов. Вот поэтому результаты расчетов напряжения электрического пробоя ПХА в динамическом режиме удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Определим сдвиг протонов в электрическом поле:

$$\begin{aligned} \Delta x &= \mu_p \frac{U_G(0)}{L} \int_0^{t^*} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] dt \\ &= \mu_p \frac{U_G(0)}{L} \left[t^* - \tau + \tau \exp\left(-\frac{t^*}{\tau}\right) \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Подвижность протонов [9]

$$\mu_p = 20 \exp(-W_p/RT) \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s}),$$

где $W_p = 78.14 \text{ kJ/mol}$ — энергия активации подвижности протонов. При $L = 0.01 \text{ cm}$, $\tau = 1.5 \mu\text{s}$, $t^* = 1.137 \mu\text{s}$ и $T = 300 \text{ K}$ имеем из (14), что $\Delta x = 1.65 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$. Следовательно, поляризацией ПХА вследствие смещения протонов за динамическое время задержки электрического пробоя монокристаллов ПХА можно пренебречь.

Таким образом, удовлетворительное совпадение результатов расчета электрической прочности ПХА от межэлектродного расстояния и длительности переднего фронта импульса напряжения с экспериментальными результатами позволяет считать доказанным, что электрический пробой монокристаллов в динамическом режиме ПХА происходит вследствие ударного размножения электронов в электрическом поле. Для лучшего описания экспериментов по зависимости электрической прочности от толщины диэлектрика и длительности переднего фронта импульса напряжения необходимо учитывать влияние объемного заряда [27,28].

Заключение

В работе проведено моделирование электрического пробоя монокристаллов в динамическом режиме ПХА. Численно решены система дифференциальных уравнений для электрических контуров эквивалентной схемы генератора импульсных напряжений, кинетическое уравнение для электронов и уравнение теплового баланса. В кинетическом уравнении для электронов учитывались процессы ударной ионизации, рекомбинации и выноса электронов из объема ПХА. Рассчитаны зависимости электрической прочности ПХА от межэлектродного расстояния и длительности переднего фронта импульса высокого напряжения. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментом по электрическому пробоя монокристаллов ПХА в динамическом режиме. Время задержки электрического пробоя монокристаллов ПХА определяется в основном временем подъема напряжения на образце, а не характерным временем развития ударного размножения электронов. Спад напряжения на образце после электрического пробоя обусловлен уменьшением сопротивления диэлектрика. Расчеты показали, что джоулевым разогревом в момент пробоя ПХА можно пренебречь.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 18-13-00031).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Закревский В.А., Пахотин В.А., Сударь Н.Т.* // ЖТФ. 2019. Т. 89. Вып. 1. С. 120–125. [*Zakrevskii V.A., Pakhotin V.A., Sudar N.T.* // Tech. Phys. 2018. Vol. 63. N 12. P. 1814–1819.] DOI: 10.21883/JTF.2019.01.46972.98-18
- [2] *Закревский В.А., Пахотин В.А., Сударь Н.Т.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 2. С. 249–253. [*Zakrevskii V.A., Pakhotin V.A., Sudar N.T.* // Tech. Phys. 2017. Vol. 62. N 2. P. 276–281.] DOI: 10.21883/JTF.2017.02.44133.1907
- [3] *Закревский В.А., Сударь Н.Т.* // ФТТ. 2013. Т. 55. Вып. 7. С. 1298–1303. [*Zakrevskii V.A., Sudar' N.T.* // Phys. Solid State. 2013. Vol. 55. N 7. P. 1395–1400.] DOI: 10.1134/S1063783413070354
- [4] *Закревский В.А., Сударь Н.Т.* // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 5. С. 931–936. [*Zakrevskii V.A., Sudar' N.T.* // Phys. Solid State. 2005. Vol. 47. N 5. P. 961–967.]
- [5] *Смирнов И.В., Springhetti R., Морозов В.А., Лукин А.А.* // ЖТФ. 2018. Т. 88. Вып. 1. С. 151–153. [*Smirnov I.V., Springhetti R., Morozov V.A., Lukin A.A.* // Tech. Phys. 2018. Vol. 63. N 1. P. 152–154.] DOI: 10.21883/JTF.2018.01.45500.2177
- [6] *Садовничий Д.Н., Милехин Ю.М., Лопаткин С.А., Скрипина Т.С., Малинин С.А., Гросс И.Н.* // ФГВ. 2019. Т. 55. № 2. С. 108–118. [*Sadovnichii D.N., Milekhin Yu.M., Lopatkin S.A., Skripina T.S., Malinin S.A., Gross I.N.* // Combust., Explosion and Shock Waves. 2019. Vol. 55. N 2. P. 220–229.] DOI: 10.15372/FGV20190211
- [7] *Садовничий Д.Н., Милехин Ю.М., Лопаткин С.А., Вазюв В.Ф., Гусев С.А., Бутенко Е.А.* // ФГВ. 2010. Т. 46. № 4. С. 107–115. [*Sadovnichii D.N., Milekhin Yu.M., Lopatkin S.A., Vazhov V.F., Gusev S.A., Butenko E.A.* // Combust., Explosion and Shock Waves. 2010. Vol. 46. N 4. P. 464–471.]
- [8] *Савенков Г.Г., Рашковский С.А., Морозов В.А., Лукин А.А., Оськин И.А., Брагин В.А., Шамильянов А.В.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 9. С. 1327–1335. [*Savenkov G.G., Rashkovskii S.A., Morozov V.A., Lukin A.A., Os'kin I.A., Bragin V.A., Shamil'yanov A.V.* // Tech. Phys. 2017. Vol. 62. N 9. P. 1337–1345.] DOI: 10.1134/S1063784217090225
- [9] *Болдырев В.В.* Реакционная способность твердых веществ. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1997. 304 с.
- [10] *Гусаченко Л.К., Зарко В.Е., Зырянов В.Я., Бобрышев В.П.* Моделирование процессов горения твердых топлив. Новосибирск: Наука, 1985. 183 с.
- [11] *Лаптенков Б.К., Раевский А.В., Манелис Г.Б., Аbruков С.А.* // ДАН СССР. 1980. Т. 250. № 5. С. 1185–1187.
- [12] *Лаптенков Б.К., Аbruков С.А.* // Физика горения и методы исследования: Сб. статей. Вып. 8. Чебоксары. 1978. С. 34–40.
- [13] *Ханефт И.Г.* // Тез. докл. 10-го Всесоюзного совещания по кинетике и механизму химических реакций в твердом теле. Черногловка. 1989. С. 105–106.
- [14] *Сухушин Ю.Н., Ханефт И.Г.* // ЖПМТФ. 1990. Т. 3. № 3. С. 12–15. [*Sukhushin Yu.N., Khanefit I.G.* // J. Appl. Mechan. Tech. Phys. 1990. Vol. 31. N 3. P. 351–353.]
- [15] *Khanefit I.G., Khanefit A.V.* // Energetic Materials for High Performance, Insensitive Munitions and Zero Pollution: 41th International Annual Conference of ICT, Federal Republic of Germany, Karlsruhe, 23–26 iune. 2010. P. 61-1–61-12.
- [16] *Ханефт И.Г., Ханефт А.В.* // Химическая физика и мезоскопия. 2013. Т. 15. № 1. С. 034–040.
- [17] *Ханефт И.Г., Ханефт А.В.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 6. С. 200–203. [*Khanefit I.G., Khanefit A.V.* // Tech. Phys. 1995. Vol. 40. N 6. P. 631–633.]
- [18] *Ханефт И.Г., Ханефт А.В.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 4. С. 42–45. [*Khanefit I.G., Khanefit A.V.* // Tech. Phys. 2000. Vol. 45. N 4. P. 423–426.]
- [19] *Франц В.* Пробой диэлектриков. М.: ИЛ, 1961. 208 с.
- [20] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 536 с.
- [21] *Шалабутов Ю.К.* Введение в физику полупроводников. Л.: Наука, 1969. 292 с.
- [22] *Голованов Б.И., Новиков Г.Ф., Алфимов М.В.* // ЖНПФФ. 1991. Т. 36. № 4. С. 335–337.
- [23] *Фролов Ю.В., Зенин А.А., Яковлев В.П.* // ФГВ. 1969. Т. 5. № 4. С. 544–549.
- [24] *Манелис Г.Б., Назин Г.М., Рубцов Ю.И., Струнин В.А.* Термическое разложение и горение взрывчатых веществ и порохов. М.: Наука, 1996. 224 с.
- [25] *Мудров А.Е.* Численные методы для ПЭВМ на языках Бейсик, Фортран и Паскаль. Томск: МП „РАСКО“, 1991. 272 с.
- [26] *Keenan A.G., Siegmund R.F.* // Quart. Rev. Chem. Soc. London. 1969. Vol. 23. N 3. P. 430–452. DOI: 10.1039/QR9692300430
- [27] *Карасев В.И., Коробов А.И., Абалмазова М.Г.* // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16. № 3. С. 405–407.
- [28] *Воробьев А.А., Воробьев Г.А.* Электрический пробой и разрушение твердых тел. М.: Высш. шк., 1966. 224 с.