

01;04;05;12

Параметры электронной детонации в твердых диэлектриках

© Ю.Н. Вершинин

Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: lfd@iep.uran.ru

(Поступило в Редакцию 29 марта 2002 г.)

На примере KCl приведена методика количественной оценки параметров электронной детонации в твердых диэлектриках при сверхзвуковых скоростях распространения канала импульсного разряда с анода. Методика основана на использовании теоретических представлений и экспериментальных методов физики детонации, взрыва и плотной неидеальной плазмы.

Введение

Исследование физических процессов в разрядном промежутке с твердым диэлектриком, предшествующих возникновению сквозного канала пробоя, показало, что распространение каналов пробоя сопровождается первичными фазовыми переходами твердого диэлектрика в расплав или плазму. Первый случай соответствует разряду с катода, когда его скорость $v_{c,dis}$ является исключительно дозвуковой, а второй — исключительно сверхзвуковому разряду с анода [1]. Совокупность свойств последнего процесса послужила основанием для его описания с привлечением ударно-волновых представлений и методов теории детонации, а сам механизм исключительно сверхзвукового распространения канала разряда с анода получил название электронной детонации [1,2].

По определению [3], детонационный процесс есть „возникновение и существование стационарного комплекса ударная волна + зона энерговыделения“. В настоящее время установлены и исследуются несколько разновидностей этого явления. Кроме широко известной химической детонации взрывчатых веществ существует также световая, ядерная детонация, а также гибридные процессы, в частности светохимическая, электрохимическая детонации и др. [4]. Для всех видов детонации общие закономерности формирования детонационной волны аналогичны. Исходное вещество сжато ударной волной, обладающей скоростью D , равной скорости детонации. В детонационной волне скорость всех состояний u одинакова, но при разных значениях давления p и объема V . Различие между ними заключается в способе выделения энергии, поддерживающей распространение ударной волны. В зависимости от условий выделения этой энергии детонация может быть пересжатой, недосжатой, перегретой или переохлажденной [5,6]. Но наиболее общий и чаще всего используемый подход к количественному описанию параметров детонационной волны основан на классических представлениях, когда в этой волне выполняется соотношение

$$D = u + C, \quad (1)$$

где u и C — соответственно массовая скорость и скорость звука u вещества в зоне энерговыделения.

Выражение (1) известно как соотношение Чепмена–Жуге и характеризует стационарный детонационный процесс.

Оценки параметров зоны энерговыделения в электронно-детонационной волне

Количественную оценку параметров электронно-детонационной волны в рамках теории детонации по Чепмену–Жуге целесообразно начинать с выявления возможных интервалов изменения этих параметров. Это можно сделать, используя экспериментальные ударные адиабаты, т.е. зависимости плотности диэлектрика ρ_{sh} или соответственно его сжимаемости $\delta = \rho_{ph}/\rho_0 = V_0/V_{sh}$ от давления в ударной волне p_{sh} . Ударные адиабаты многих твердых и жидких диэлектрических сред известны и приведены в [7,8]. Ниже все численные значения параметров электронно-детонационных волн будут определены на примере хлорида калия. Итак, использование ударных адиабат позволяет установить количественные значения эффективного показателя политропы в уравнении $pV^n = \text{const}$ для конденсированных сред

$$n = \frac{\delta_{sh} + 1}{\delta_{sh} - 1}. \quad (2)$$

Если в диэлектрике каким-либо образом возбудить детонационный процесс, то полученные из ударных адиабат значения p и $n(p)$ позволяют вычислить в зоне энерговыделения детонационной волны сжимаемость вещества δ_D

$$\delta_D = \frac{n + 1}{n}, \quad (3)$$

скорость детонации D

$$D = \left[\frac{p(n+1)}{\rho_0} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

удельную теплоту взрывного превращения Q

$$Q = \frac{D^2}{2(n^2 - 1)}, \quad (5)$$

давление в детонационной волне

$$p_D = 2\rho_0(n-1)Q, \quad (6)$$

внутреннюю энергию

$$U_D = \frac{p_D}{\rho_0\delta_D} \frac{1}{n-1} \quad (7)$$

и температуру [9]

$$T = T_0 \exp \left[- \int_{V_0}^V \left(\frac{dU_D}{dp_D} \right)^{-1} dV \right]. \quad (8)$$

Как указывают авторы [10], использование уравнения (7) возможно в области, где температура $T_0(p, U)$ определяется экспериментально либо уверенно вычисляется методами статистической физики. В качестве опорной точки T_0 может быть принято значение $T = 3800$ К до давлений $p \approx 3.3 \cdot 10^{10}$ Па, по данным [9].

Ударные адиабаты хлорида калия экспериментально исследованы при давлении $p_{sh} \cong 400$ ГПа. При возрастании давления p_{sh} в интервале 20–400 ГПа параметры детонационного процесса в приближении Чепмена–Жуге (2)–(7) изменяются соответственно в пределах¹ $4.38 \geq n \geq 1.92$, $5.2 \leq D \leq 17.1$ км/с, $1.23 \leq \delta_D \leq 1.53$, $6.8 \leq Q \leq 54.4$ МДж/кг, $10 \leq p_D \leq 200$ ГПа, $4.8 \leq U_D \leq 71.0$ МДж/кг, $1500 \leq T \leq 9300$ К.

При малых скоростях электронной детонации и соответственно относительно низких давлениях в зоне энерговыделения удельная энергия Q , поддерживающая ударную волну, имеет джоулеву природу [2]. Однако у этого механизма существуют пределы его реализации. Так, при увеличении скорости детонации до $12 \cdot 10^3$ м/с и соответственно давления в детонационной волне до 80 ГПа электропроводность, например, щелочно-галогидных кристаллов возрастает на 6 порядков [11]. В этих условиях джоулевых потерь становится недостаточно для поддержания ударной волны, и при таких скоростях электронной детонации должен изменяться механизм формирования Q .

Оценки возможных коэффициентов ионизации в КС1 при $p_D \geq 100$ ГПа и $T \geq 10^4$ К в сочетании с высокими плотностями вещества ($\delta > 1.5$) привели к модели плотной неидеальной плазмы при сохранении остальных общих закономерностей детонации [12,13]. При этом процесс в зоне энерговыделения становится двухступенчатым. Он начинается с возникновения за фронтом ударной волны плазмы в состоянии физического кластера. Как известно, физический кластер устойчиво существует в среде с определенными параметрами (p, T), в которой он образовался. Исчезновение этой среды или изменение ее параметров приводит к спонтанному распаду кластера с выделением запасенной энергии U_0 [14]. В процессе

¹ При детонации твердых взрывчатых веществ с $D \cong 8-10$ км/с в зависимости от их плотности величина n находится обычно в пределах $2.6 < n < 3.2$ [11].

электронной детонации фактором, приводящим к распаду кластера, может быть высокое давление электронного газа, инициирующее разрушение твердого вещества диэлектрика в окрестности канала разряда.

Для плотной плазмы со степенью ионизации $x_e \geq 0.5$ в модели „средних“ сфер справедливы уравнения состояния, аппроксимируемые формулами² [12,15]

$$\frac{U}{NkT} \cong -0.8\Gamma, \quad (9)$$

$$\frac{U}{NkT} = a\Gamma + b\Gamma^{2/3} + c\Gamma^2, \quad (10)$$

где U — внутренняя энергия,

$$a = 0.4497 \exp(-0.5471/\theta) - 0.4434,$$

$$b = -1.502 \exp(-0.5471/\theta) - 1.0478,$$

$$c = 0.4816 \exp(-0.16/\theta) + 0.2362.$$

В формулах (9) и (10) Γ и θ — соответственно параметры неидеальности для ионной и электронной подсистем и равны

$$\Gamma = \frac{z_1 z_2 e^2}{kTd} > 1, \quad \theta_e = \frac{kT}{E_f} < 1, \quad (11)$$

где $d = (0.75\pi n_e)^{1/3}$, E_f — энергия Ферми.

Совместное рассмотрение формул (9)–(11) приводит к выражению вида

$$1.25a(\theta) + 1.25\Gamma^{1/2}b(\theta) + 1.25\Gamma c(\theta) = 1, \quad (12)$$

решение которого в зависимости от соотношений $n_i(D_{eD})$ и $n_e(D_{eD})$ позволяет оценить температуру $T(D_{eD})$ неидеальной плазмы, а затем вычислить параметры неидеальности Γ и θ . Полученные значения Γ, T и n_e позволяют далее определить запасенную в плазме энергию U (9). Электропроводность плазмы вычисляется по известной формуле Спитцера–Харма со значением кулоновского логарифма при $\Gamma > 1$, равным [12]

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{3\sqrt{2}}{\Gamma} \right). \quad (13)$$

Результаты эксперимента и их анализ

Из приведенных выше данных следует, что для определения действительных параметров вещества в электронно-детонационной волне необходимо прежде всего экспериментально установить зависимость от пробивного напряжения U_{br} как скорости распространения канала разряда v_{dis} , так и скорости детонации D . При исследовании зависимости $v(U_{br})$ было обнаружено существование порогового значения импульса напряжения $U_{br} \geq 150$ кВ, при достижении которого скорость разряда с анода возрастает на 1–2 порядка, достигая значений

² Здесь формулы приводятся в гауссовой системе единиц, общепринятой в физике плазмы.

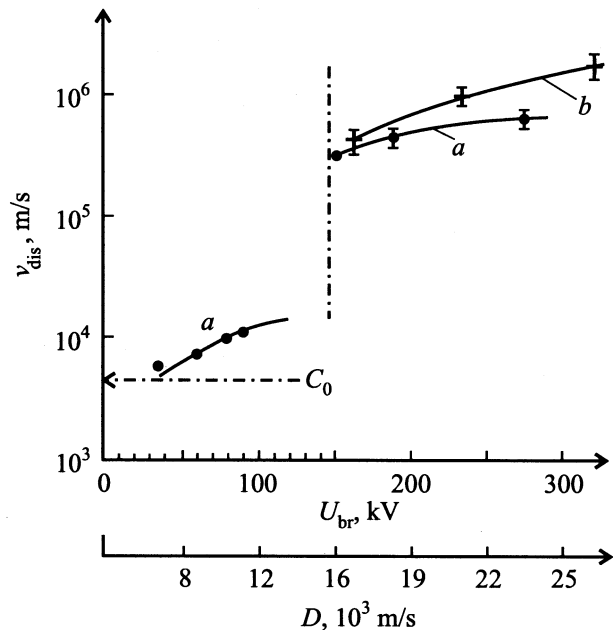


Рис. 1. Скорости распространения канала разряда с анода при пробое NaCl (a) и KCl (b) прямоугольными импульсами напряжения [1]. C_0 — скорость звука.

$v_{dis} \cong 1.5 \cdot 10^3$ km/s. Наиболее ярко такая закономерность проявляется при пробое на полке прямоугольных импульсов напряжения (рис. 1).

Для определения зависимости $D(U_{br})$ может быть использована известная методика, основанная на измерении скорости ударной волны v_{sh} в воздухе, формируемой продуктами детонации при выходе детонационной волны на границу сред. При этом $v_{sh} \cong D$ [16]. Экспериментально установлено, что истечение плазмы из канала наносекундного разряда происходит с различными скоростями (рис. 2). Последнее свидетельствует о существенном различии термодинамических свойств плазмы [17].

Было естественным предположить, что высокоскоростная плазма, истекающая из головной части канала разряда, принадлежит зоне энерговыделения. Установлено, что как скорость $v_{sh} \cong D$, так и время истечения Δt чувствительны к амплитуде импульса напряжения (рис. 3). Сопоставление этих зависимостей со значениями D , вычисленными из экспериментальных ударных адиабат, свидетельствуют о том, что при $U_{br} > 150$ kV скорости электронной детонации превышают ожидаемые из ударно-волновых экспериментов (см. выше). Кроме того, именно в этом интервале напряжений и скоростей детонации наблюдается аномальное возрастание скоростей v_{dis} (рис. 1). Очевидно, что последнее действительно связано с изменением механизма выделения энергии в электронной-детонационной волне. В свою очередь это согласуется с рассмотренным выше переходом от джоулевого к кластерному механизму энерговыделения. В рамках детонационного приближения различие скоро-

стей v_{dis} и D при $U_{br} = const$ свидетельствует о формировании косоого скачка уплотнения.

Экспериментальные зависимости $D(U_{br})$ позволяют сопоставить параметры электронно-детонационной волны в детонационном приближении при кластерном механизме выделения энергии. В первом случае, до скорости $D = 26$ km/s, расчет производится по формулам (2)–(8), а во втором, при скоростях $D < 14$ km/s, — по (9)–(13). Напомним при этом, что параметры детонационной волны (p_D, U_D, T_D, Q_D) при выполнении соотношения (1) определяют лишь условия поддержания ударной волны со скоростью D и не связаны с конкретным механизмом выделения энергии Q_D .

Для использования расчетных формул (9)–(13) необходимо определить или принять значения эффективных зарядовых чисел ионов z . Для этих целей использовалась методика расчета удельной теплоты Q в детонационной волне, основанная на определении изменения энтальпии при известном составе продуктов детонации [16]. Применительно к электронно-детонационному процессу принимались такие последовательные схемы разложения и соответственно значения Q , которые обеспечивали бы поддержание детонационной волны со скоростями $D > 1.4 \cdot 10^4$ m/s [1]. Требуемым значениям Q соответствовали схемы с образованием ионов с раз-

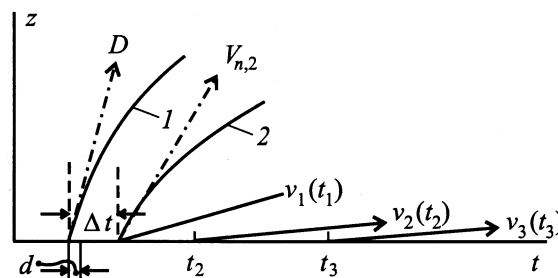


Рис. 2. Экспериментальные данные, содержащиеся в хромограммах истечения плазмы импульсного разряда с анода. 1 — передний фронт свечения плазмы, 2 — задний фронт свечения высокоскоростной плазмы; $v_i(t_i)$ — зависимости от времени скоростей истечения низкоскоростной плазмы ($i = 1, 2, 3$); Δt — время истечения высокоскоростной плазмы; $z = 0$ — координата поверхности диэлектрика.

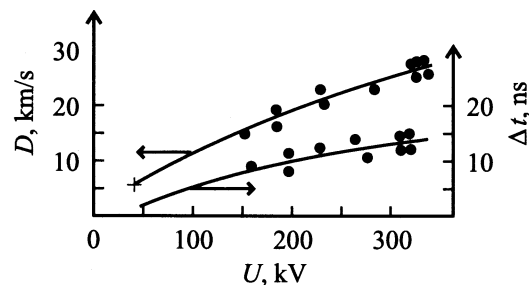


Рис. 3. Зависимости скорости детонации D и времени истечения высокоскоростной плазмы Δt от амплитуды высоковольтного прямоугольного импульса U_{br} .

личными зарядовыми числами, что позволило принять значения z_{eff} (рис. 4).

Сопоставление этих двух подходов к количественной оценке параметров электронно-детонационной волны при скоростях $D > 14 \text{ km/s}$ приведено на рис. 5–7. Полученные зависимости совпадают качественно и количественно различаются в 1.4–1.6 раз. Параметры неидеальности плотной плазмы с $\delta = 1.56$ при $14 < D < 26 \text{ km/s}$ находятся в пределах $10 < \Gamma < 15$ и $0.1 < \theta < 0.5$. Согласно классификации [12], это свидетельствует о том, что электронная подсистема плазмы является вырожденной, а ионная подсистема — классической. Обе системы характеризуются сильным взаимодействием. Окончательный вывод в этом отношении может быть сделан после экспериментального определения z_{eff} и соответственно плотности электронов n_e .

Тем не менее есть все основания полагать, что закономерности детонации по Чепмену–Жуге в сочетании с указанной выше методикой количественного определения зависимости $Q(D)$ позволяют оценить параметры электронной детонации во всем интервале ее скоростей и плотностей мощности $10^{13} \leq q \leq 10^{16} \text{ W/m}^2$.

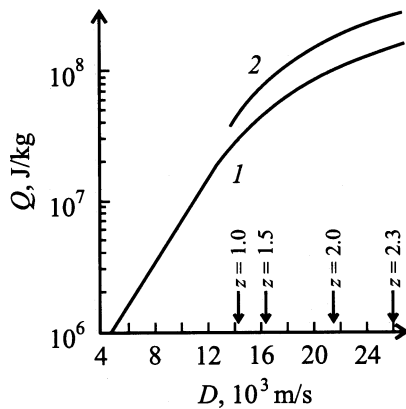


Рис. 4. Взаимодействие удельной теплоты Q , скорости детонации D и эффективных зарядовых чисел z в физическом кластере. 1 — расчет по (7), 2 — расчет по (9).

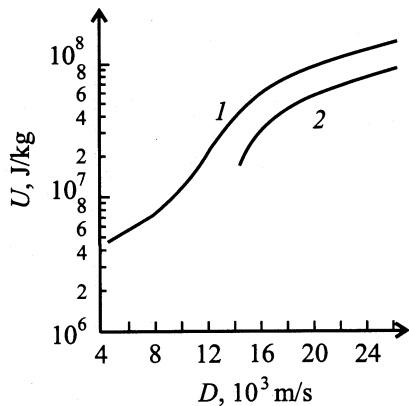


Рис. 5. Внутренняя энергия вещества в электронно-детонационной волне. 1 — расчет по (7), 2 — по (9).

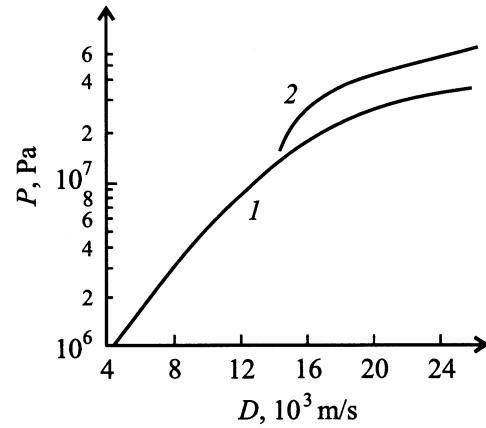


Рис. 6. Давление в электронно-детонационной волне. 1 — расчет по (6), 2 — давление вырожденного электронного ферми-газа.

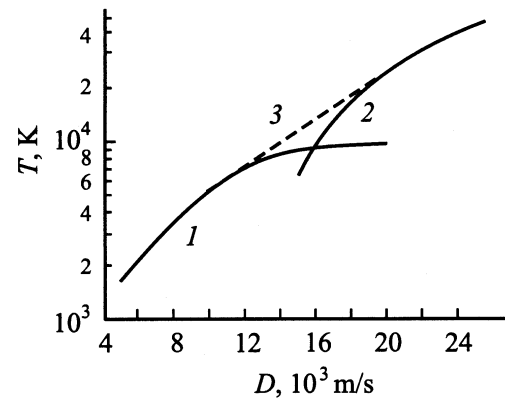


Рис. 7. Температура вещества в электронно-детонационной волне. 1 — расчет по (8), 2 — расчет по (10), 3 — огибающая кривая.

Далее, при исследовании закономерностей истечения плазмы из канала разряда в воздух было установлено, что высокоскоростная плазма при истечении образует шаровой сектор с углом $\alpha \cong \pi/2$. Ударная волна формирует при этом шаровую поверхность $S_1 = 1.81R^2(t)$. Ее распространение $R(t)$ подчиняется закономерностям точечного взрыва³ [19]

$$R(t) = \left(\frac{Q_0}{\alpha \rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (14)$$

где Q_0 — энергия точечного взрыва, формирующего сферическую ударную волну с поверхностью $S_0 = 4\pi R^2(t)$; $\rho_0 = 1.29 \text{ kg/m}^3$ — плотность воздуха; $\alpha = 0.5$ при $\gamma = 5/3$.

³ Это закономерность была ранее установлена и использована в работе [18].

С другой стороны, протяженность зоны энерговыделения $l = u\Delta t$, а масса вещества в зоне равна

$$m = \pi r_0^2 u \Delta t \rho_0 \delta_{eD}, \quad (15)$$

где r_0 — зависящий от U_{br} радиус канала разряда [20], $u = D/(n+1)$ — массовая скорость вещества в зоне, Δt — время ее истечения (рис. 3).

Значения Q (рис. 4)

$$Q = \frac{S_1}{S_0} \frac{R^5(t) \alpha \rho_0}{m t^2} \quad (16)$$

отличаются от рассчитанных по (7) в 1.3–1.8 раз. С учетом погрешностей при определении Δt и r_0 совпадение этих значений можно признать удовлетворительным.

Согласно теории детонации, вещество в зоне энерговыделения характеризуется большими значениями плотности, давления и тепловой энергии по сравнению с веществом за пределами этой зоны. Как отмечалось выше при импульсном разряде с анода это проявляется в частности, в различной скорости истечения плазмы из головной и канальной части разряда. Наиболее полное исследование свойств канальной плазмы проведено применительно к проблеме электроимпульсного разрушения материалов [21]. Было установлено, что при импульсном пробое твердых диэлектрических сред максимальные значения плотности и удельной энергии канальной плазмы наблюдаются в момент t_0 пересечения каналом разрядного промежутка. Для КС1 эти значения при $t = t_0 + 10^{-7}$ s равны $p = 1-1.5$ ГПа, $\rho \cong 0.1$ г/см³, $Q \leq 1.3 \cdot 10^6$ Дж/кг (плотность частиц в плазме $n \cong 3 \cdot 10^{21}$ 1/см³).

В этот момент времени температура плазмы $T \cong 5000$ К является минимальной. В максимуме первого периода сквозного тока через $3-4 \cdot 10^{-6}$ s она возрастает до $15-18 \cdot 10^3$ К, что сопровождается дальнейшим снижением давления ($p \cong 0.5$ ГПа) и плотности плазмы ($\rho \cong 10^{-4}$ г/см³). Параметр неидеальности снижается при этом от значений $\Gamma = 2-2.5$ до $0.2-0.5$.

Если сопоставить эти значения с приведенными выше соответствующими параметрами электронной детонации в КС1, то легко убедиться, что в зоне энерговыделения они действительно превышают соответствующие значения и ее канальной части.

Заключение

Предложена методика оценки ожидаемых и реальных параметров электронно-детонационного процесса при сверхзвуковых скоростях распространения с анода каналов импульсного разряда в твердых диэлектриках. Она может быть полезной при исследовании этого процесса в твердых диэлектриках с различными физическими свойствами и использовании его для различных технических целей.

Список литературы

- [1] *Вершинин Ю.Н.* Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. 258 с.
- [2] *Вершинин Ю.Н., Ильичев Д.С.* // ДАН. 1999. Т. 365. № 5. С. 617–620.
- [3] *Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И.* и др. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука; Бухарест: Editura Academiei, 1988. 537 с.
- [4] *Tarzhanov V.I.* // Proc. V Zababachin Scientific Talks, 1998.
- [5] *Таржанов В.И.* // Физика горения и взрыва. 1985. № 5. С. 81–85.
- [6] *Зельдович Я.Б., Компанец А.С.* Теория детонации. М.: ГИТТЛ, 1953. 258 с.
- [7] Свойства конденсированных веществ при высоких давлениях и температурах / Под ред. Р.Ф. Трунина. Арзамас: ВНИИТФ, 1992. 398 с.
- [8] Solids under pressure / Ed. by W. Paul, D.M. Warshauer. New York; S. Francisco; Toronto: Graw-Hill Book Comp., 1963. P. 495.
- [9] *Кормер С.Б., Сеницын М.В., Урлин В.Д.* и др. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. Вып. 4. С. 1033–1049.
- [10] *Фортвов В.Е., Красников Ю.Г.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 139. Вып. 2. С. 193–222.
- [11] *Альтшуллер Л.В.* // УФН. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 179–205.
- [12] *Фортвов В.Е., Якубов И.Т.* Физика неидеальной плазмы. Черногловка, 1984. 263 с.
- [13] *Вершинин Ю.Н., Ильичев Д.С.* // ДАН. 2000. Т. 374. № 2. С. 187–189.
- [14] *Кулик П.П., Норман Г.Э., Полак Л.С.* // ХВЭ. 1976. Т. 10. № 3. С. 203–220.
- [15] *Tanaka S., Metake S., Yan X.Z.* et al. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. N 3. P. 1779–1784.
- [16] *Баум Ф.А., Станюкович К.П., Шехтер Б.И.* Физика взрыва. М.: ГИФМЛ, 1959. 800 с.
- [17] *Vershinin Y.N., Podrezov A.A., Barahvostov S.V.* // Intern Conf. on the Properties and Applications of Dielectric Materials. Tokio, 1991. P. 1189–1191.
- [18] *Тонконогов М.П., Ильюшенко Ю.Д., Перелетов И.Н.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 260–265.
- [19] *Коробейников В.П.* Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985. 400 с.
- [20] *Вершинин Ю.Н.* // ДАН. 1996. Т. 347. № 5. С. 614–616.
- [21] *Семкин Б.В., Усов А.Ф., Курец В.И.* Основы электроимпульсного разрушения материалов. СПб.: Наука, 1995. 276 с.