

- чьево испарения катодов при импульсном униполярном разряде в газе // Физика и химия обработки материалов.— 1989.— № 1.
5. Гольдштик М. А., Жданова Е. М., Штерн В. Н. Возникновение вращательного движения в результате гидродинамической неустойчивости // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1985.— № 5.
6. Кесаев П. Г. Катодные процессы электрической дуги.— М.: Наука, 1968.

г. Москва

Поступила 21/XII 1988 г.

УДК 541.124.16:541.12.037

Ю. Н. Сухушин, И. Г. Ханефт

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ В ПЕРХЛОРАТЕ АММОНИЯ

Исследование электрического пробоя термодинамически лабильных веществ (веществ, разлагающихся при внешних воздействиях с экзотермическим эффектом) представляет большой интерес, поскольку носители заряда могут в них вступать в химическое взаимодействие, приводящее к распаду материала, минуя стадию преобразования электрической энергии в тепло [1, 2]. Не исключено также, что в результате химических превращений, инициируемых носителями заряда, образуются дополнительные электроны или дырки, поддерживающие проводимость в процессе пробоя или на предпробивных стадиях. Ранее при исследовании электрического инициирования азидов тяжелых металлов [3—6] показано, что в зависимости от макроскопических параметров (плотность  $\rho$ , межэлектродное расстояние  $L$ ) могут осуществляться три различных по электрофизической природе процесса: разряд между зернами поликристаллического материала, микроразряды в порах и непосредственный электрический пробой, сопряженный с экзотермической реакцией распада. Перхлорат аммония (ПХА) — известный представитель класса термодинамически лабильных твердых веществ [7], существенно отличающийся от азидов по природе проводимости и реакций распада [8].

Целью настоящей работы является исследование феноменологии нарушения электрической прочности в монокристаллах и поликристаллических прессованных образцах ПХА на уровне выделения макроскопических стадий.

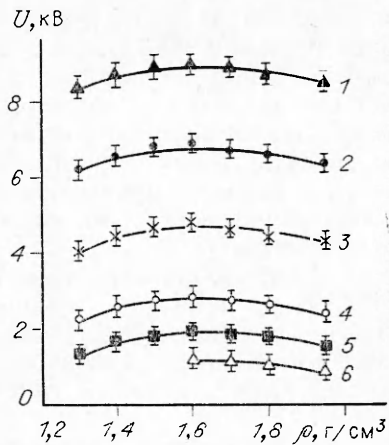
1. Для исследования использовался поликристаллический порошок ПХА марки ХЧ с гранулометрическим составом, характеризующимся максимумом распределения с размером частиц 30 мкм. Образцы поликристаллического материала готовились прессованием порошка на полированную поверхность закаленного ролика (сталь ШХ-15) в оболочку из полиметилметакрилата. К свободной поверхности таблетки прижимался с постоянным усилием, не деформирующим образец, 1/4-сферический электрод из того же материала. Предварительными экспериментами было показано, что введение защитной среды между поверхностью таблетки и 1/4-сферическим электродом не влияет на величину пробивного напряжения и ее зависимость от межэлектродного расстояния, что свидетельствует об отсутствии скользящих разрядов, и в дальнейшем защитная среда не применялась. При отработке методики было установлено, что прессование образцов, во-первых, сопровождается их сильным электростатическим зарядением, а во-вторых, приводит к коррозии материала электродов. Время, достаточное для разрядки образцов и не приводящее к появлению коррозии, составляет 3—5 ч, по истечении которого и проводилось определение электрической прочности.

Монокристаллы размещались под микроскопом в кондукторе типа [9], в них высверливались лунки диаметром 0,7 мм до необходимого межэлектродного расстояния. Насыщенный раствор ПХА в лунках служил электродом. Поляризационная микроскопия показала, что остаточных механических напряжений в межэлектродном промежутке монокристаллического образца нет. Пробивное напряжение определялось на фронте импульса напряжения амплитудой 10 кВ и длительностью фронта 1,5 мкс.

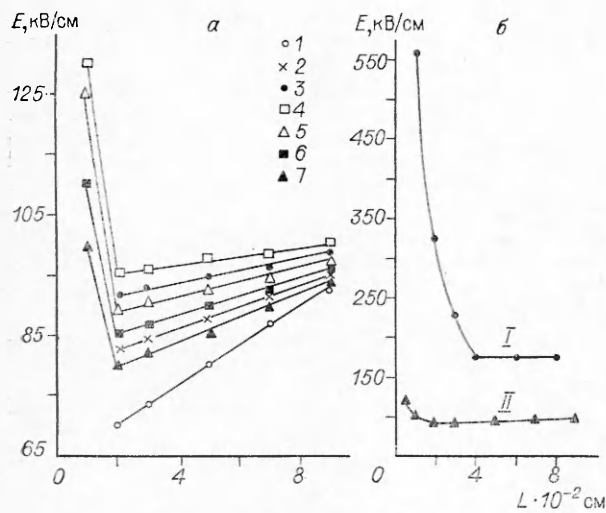
2. Исследовалась зависимость пробивного напряжения монокристаллов и поликристаллических образцов ПХА от межэлектродного расстояния в пределах 100—900 мкм, причем для прессованных образцов при

различной плотности — от близкой к монокристаллической ( $1,95 \text{ г/см}^3$ ) до практически насыпной ( $1,3 \text{ г/см}^3$ ). Исходная совокупность экспериментальных данных представлена на рис. 1 в виде зависимости пробивного напряжения от плотности образцов при различной величине межэлектродного расстояния ( $1-6 - L = 0,09; 0,07; 0,05; 0,03; 0,02; 0,01 \text{ см}$ ). На рис. 2 показана зависимость электрической прочности от величины межэлектродного расстояния: *a* — при различной плотности поликристаллических образцов ( $1-7 - \rho = 1,3; 1,4; 1,5; 1,6; 1,7; 1,8; 1,95 \text{ г/см}^3$ ), *b* — при плотности  $1,95 \text{ г/см}^3$  для поликристаллических образцов (I) и для монокристаллов (II). Обнаруживается, что при пробое монокристаллов имеет место типичное при пробое диэлектриков электрическое упрочнение — увеличение электрической прочности с уменьшением межэлектродного расстояния в области толщин, меньших  $400 \text{ мкм}$ . При пробое же поликристаллических образцов наряду с упрочнением наблюдается увеличение электрической прочности с ростом межэлектродного расстояния — эффект, обратный упрочнению. Отметим также, что при пробое ПХА отсутствует выявленная при исследовании макроскопических закономерностей электроимпульсного инициирования и пробоя азидов тяжелых металлов закономерность, являющаяся аналогом закона Пашена в твердом теле [2], — однозначное соответствие между пробивным напряжением и произведением плотности на величину межэлектродного расстояния. Рассмотрим описанную совокупность результатов с качественной точки зрения.

Эффект электрического упрочнения широко известен в физике пробоя твердых диэлектриков, и наиболее сложившееся объяснение его заключается в пространственном ограничении лавин носителей заряда, осуществляющих электрическую форму пробоя [9, 10]. Другие виды объяснения, связанные с учетом увеличения макроскопических дефектов с увеличением толщины, в нашем случае можно не принимать во внимание, поскольку макроскопическая дефектность в настоящем исследовании варьировалась в широких пределах изменением плотности образца. Возможность развития лавин носителей заряда в пористых системах ранее, по-видимому, не рассматривалась, однако принципиальных ограничений для этого процесса мы не видим, поскольку носители заряда, получившие избыточную энергию при движении в кристалле, должны сохранить ее при прохождении поры, так как эффективность рассеяния электронов в газах меньше, чем в твердых телах, если не учитывать рассеяние на поверхностных дефектах, которое зависит от величины при-



Р и с. 1



Р и с. 2

поверхностного загиба зон

и его знака. В последнем случае имеем последовательное прохождение электроном двух барьеров, относящихся к контактирующим кристаллам, в одном из которых поле приповерхностного загиба зон направлено параллельно внешнему, а в другом — антипараллельно, и в первом приближении их эффекты можно рассматривать как компенсирующиеся. Таким образом, полученные экспериментальные данные по электрическому упрочнению ПХА не противоречат гипотезе лавинного размножения как процесса, ответственного за электрический пробой в этом материале.

Эффект «обратного упрочнения» известен при пробое тонких слоев [11]. В нашем случае природа этого объемного заряда, по-видимому, связана с межфазными границами, так как усиливается с увеличением пористости образца (уменьшением плотности). При локализации зарядов на межфазных границах имеем дело с локализованным объемным зарядом.

Что касается влияния плотности на пробой поликристаллических прессованных образцов ПХА, то характер этой зависимости противоположен известным в термодинамически лабильных системах [2, 5, 6]. Однако ранее, при рассмотрении влияния плотности на электрическую прочность поликристаллических прессованных образцов азидов свинца, проанализирован случай пробоя низкопрочной твердой фазы, приводящего к иницированию всего образца [2]:

$$E_{\text{пр}} = E_1 [(1/f - 1)p + 1] e^{-\alpha L},$$

где  $E_1$  — электрическая прочность реакционноспособной фазы;  $p$  — пористость;  $f$  — отношение поверхности поры к поверхности кристалла;  $\alpha$  — коэффициент ударной ионизации;  $L$  — величина межэлектродного расстояния. В этом случае с увеличением пористости электрическая прочность возрастает вследствие дополнительного падения напряжения на поре. В образцах же с плотностью меньше  $1,6 \text{ г/см}^3$  пробой происходит за счет микроразрядов в порах, т. е. электрическая прочность уменьшается при уменьшении плотности образца. Рассматривая оба процесса, можно объяснить экстремальный характер пробоя от плотности.

Таким образом, электроимпульсный пробой ПХА — процесс, связанный с развитием лавин неравновесных носителей, ограниченных полем объемного заряда.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сухущин Ю. Н., Захаров Ю. А. Общие закономерности разложения твердых веществ в электрическом поле // Кинетика и механизм химических реакций в твердом теле. — Черногоровка: ИХФ АН СССР, 1981.
2. Сухущин Ю. Н., Захаров Ю. А., Раппопорт Г. А. Исследование некоторых макроскопических закономерностей электрического пробоя азидов свинца // Изв. Том. политехн. ин-та. — 1970. — Т. 251.
3. Сухущин Ю. Н., Захаров Ю. А. О механизме возбуждения быстрых реакций электромагнитными импульсами // Тр. I конф. молодых ученых-химиков г. Томска. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1970.
4. Сухущин Ю. Н., Субанов С. Д. Макроскопические закономерности электрического пробоя и возбуждения детонации в поликристаллическом  $\text{PbN}_6$  // Межвуз. сб. науч. тр. / Кемерово: Кемерово ун-т, 1981.
5. Стеньгач В. В. Об электрической прочности  $\text{PbN}_6$  // ПМТФ. — 1972. — № 1.
6. Стеньгач В. В. Зависимость электрической прочности прессованных кристаллических порошков от коэффициента заполнения и диэлектрической проницаемости кристаллов // ПМТФ. — 1975. — № 2.
7. Шумахер И. Перхлораты. Свойства, производство и применение. — М.: Госхимиздат, 1963.
8. Болдырев В. В. О некоторых особенностях механизма реакции термического распада // Кинетика и катализ. — 1967. — Вып. 8, № 5.
9. Воробьев А. А., Воробьев Г. А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. — М.: Высш. шк., 1966.

10. Сканиви Г. И. Физика диэлектриков (область сильных полей).— М.: Физматиздат, 1958.
11. Карасев В. И., Коробов А. И., Абалмазова М. Г. О возможном влиянии объемного заряда на зависимость электрической прочности от толщины диэлектрика // Радиотехника и электроника.— 1971.— Т. 16, № 3.

г. Кемерово

Поступила 18/VII 1988 г.,  
в окончательном варианте — 23/I 1989 г.

УДК 533.6.011.72

Б. И. Заславский, С. Ю. Морозкин, А. А. Прокофьев, В. Р. Шлегель

### ОБ ОБТЕКАНИИ ТЕРМИКА, ПРИМЫКАЮЩЕГО К ЖЕСТКОЙ СТЕНКЕ, ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Изучению волновой структуры течения, возникающего при взаимодействии плоской ударной волны (УВ) с жесткой стенкой, покрытой слоем низкоплотного газа, посвящены работы [1—9]; в них исследуется случай скользящего движения УВ вдоль стенки. Наиболее полно проблема изложена в [6, 9], где приведены результаты численных расчетов на ЭВМ полей плотности и давления за возмущенной частью фронта УВ при начальных параметрах  $M_1 = 2$ ,  $\rho_Q/\rho_0 = 1/3$  [6];  $M_1 = 32$ ,  $\rho_Q/\rho_0 = 1/3$  [9] ( $M_1$  — число Маха УВ,  $\rho_Q/\rho_0$  — отношение плотностей среды в слое и вне слоя).

Ранее в [4] в такой же постановке проведены расчеты для  $M_1 = 1,44$ ,  $M_1 = 1,33$  и дано сравнение полученных на основе расчета волновых картин с экспериментальными результатами — тепловыми фотографиями волновых картин соответствующих движений. В [8] этот процесс взаимодействия экспериментально исследовался в широком диапазоне параметров  $M_1$  и  $\rho_Q/\rho_0$ . Несколько иная задача рассматривалась в [5, 7, 8], где изучалось движение УВ вдоль внезапно нагретой поверхности. При этом к отражающей поверхности примыкает тонкий слой нагретого газа, но в отличие от [4, 6, 8, 9] слой неоднороден, поскольку неравномерно нагрет; отсутствует скачок плотности.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования процесса взаимодействия плоской УВ с пристеночным слоем низкоплотного газа (пристеночный термик) в широком диапазоне углов падения фронта УВ на отражающую поверхность, плотностей пристеночных слоев и интенсивностей УВ. Приводятся также результаты теоретического анализа волновой структуры, возникающей при таком взаимодействии.

1. Пусть плоская бесконечно длинная УВ движется со скоростью  $N_1$  в полупространстве  $y > -x \operatorname{tg} \alpha$  (рис. 1, а), заполненном газом с начальной плотностью  $\rho_0$ , давлением  $p_0$ , температурой  $T_0$  и начальной скоростью звука  $c_0$ . За фронтом УВ давление  $p_1$ , скорость частиц  $q_1$ . Для дальнейшего удобно ввести безразмерный параметр  $\varepsilon_1 = (p_1 - p_0)/n p_0$  ( $n$  — показатель адиабаты). Как известно [10],

$$(1.1) \quad N_1 = c_0 \sqrt{1 + \frac{n+1}{2} \varepsilon_1}, \quad q_1 = c_0 \varepsilon_1 / \sqrt{1 + \frac{n+1}{2} \varepsilon_1}.$$

На оси  $x = 0$ ,  $y = 0$  плоскость  $y = -x \operatorname{tg} \alpha$  пересекается с жесткой стенкой  $S$  (полуплоскость  $y = 0$ ,  $x > 0$ ). В момент прихода ударного фронта в точку  $d$  ( $t = 0$ ) над  $S$  внезапно возникает термик — слой  $Q$  ( $dd_1d_2$ , см. рис. 1) газа с  $\rho_Q < \rho_0$ ,  $p_Q$  и  $c_Q > c_0$  со свободными границами  $dd_1$  и  $d_1d_2$ . Уравнения этих поверхностей при  $t = 0$  имеют вид  $y = x \operatorname{ctg} \alpha$ ,  $y = h$ ,  $x > h \operatorname{tg} \alpha$ .

Рассматривается движение при  $t > 0$ . В момент соприкосновения ударного фронта с поверхностью раздела  $dd_1$  последняя становится поверхностью разрыва двух состояний. Распад такого произвольного разрыва приводит к возникновению волны разрежения во внешнем газе и УВ — предвестника [1—3, 5, 6], опережающей фронт основной волны, в слое  $Q$ . Параметры этих волн в начальный момент времени для различных значений  $c_Q/c_0$  и  $\varepsilon_1$  могут быть определены методом диаграммы  $p - q$  [10], пользуясь которым и учитывая, что на линии контактного разрыва