

В. И. Носуленко

О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ, ОБ ОБЩЕМ И ОТЛИЧИЯХ, ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ И КЛАССИФИКАЦИИ СПОСОБОВ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ

*Кировоградский национальный технический университет,
пр. Университетский, 8, г. Кировоград, 25006, Украина*

Процессы размерной электроразрядной обработки металлов (ЭРО), основанные на использовании преобразуемой в тепло энергии электрических разрядов, получили широкое применение и продолжают интенсивно развиваться. К ним относятся процессы электроискровой (электроимпульсной) обработки (ЭИО), электроконтактная обработка (ЭКО) и примыкающая к ней анодно-механическая обработка, размерная обработка электрической дугой (РОД), а также плазменная обработка (ПО).

Покажем, что все эти процессы объединяет единая физическая природа “инструмента” обработки – то, что называют электрическим дуговым разрядом, или электрической дугой. Это позволяет рассматривать их в единстве, взаимосвязи и взаимозависимости, в частности как альтернативу традиционным процессам обработки металлов резанием (ОМР) и давлением (ОМД). Отличия же электрических разрядов в условиях указанных процессов ЭРО – это, как будет показано, лишь различные формы динамического (механического) взаимодействия дугового разряда с поперечным потоком среды-диэлектрика. Это важно, поскольку логика развития познания приводит к необходимости четко различать то, что составляет сущность объекта. Сущность является узловым, ключевым моментом внутренних связей, сторон объекта, а познать сущность объекта – это понять причины и условия его возникновения, определяющие свойства, законы его жизни, характерные противоречия, понять физический смысл явлений, тенденции развития. Именно это, как будет показано далее, позволит установить неизвестные ранее закономерности взаимодействия дуги с внешней средой и описать электрическую дугу как качественно новый источник тепла для ЭРО, энергетические, а следовательно, и технологические характеристики которого регулируются в самых широких пределах, что, в частности, создает теоретические предпосылки для дальнейшего развития процессов ЭРО как высокоэффективной альтернативы традиционным технологиям ОМР и ОМД.

На основе изложенных представлений предложим классификационные признаки и способы ЭРО. Это становится необходимым, поскольку общая универсальная связь, взаимодействие явлений и процессов должны найти отображение во взаимосвязи человеческих понятий. Научное понятие или система понятий, в частности классификация способов ЭРО, есть не что иное, как отражение внутренних связей явлений, процессов между ними.

Электрическая дуга – явление хорошо известное, но отнюдь не вполне понятное [1, с. 4]. В резком контрасте с широким применением дугового разряда на практике находится состояние его теории и поверхностный, бессистемный характер сведений о его физических процессах [2, с. 3]. Достаточно сказать, что “единого, общепринятого определения дуги еще нет” [3, с. 13]. “Недостатка в количестве работ нет, недостает только ясности и объективности” [4]. Исключительная сложность электрической дуги как объекта исследования делает пока неосуществимой разработку математически строгой модели этого физического явления. В этой связи к электрической дуге в полной мере можно отнести слова Фейнмана [5, с. 29]: “Физическое понимание – это нечто неточное, неопределенное и абсолютно нематематическое”. Поэтому при рассмотрении электрической дуги как физического явления преобладает феноменологический подход, что позволяет описывать его лишь качественно.

Изложенная ниже на уровне феноменологического описания теория электрической дуги как источника тепла для ЭРО позволяет, как нам представляется, рассматривать такую электрическую дугу как качественно новый источник тепла для ЭРО и других технологий.

Феноменологическое описание электрической дуги

Электрическая дуга – это физическое явление, сопровождающее протекание электрического тока свыше ~ 1 А между двумя электродами (см. рис. 1,а) при напряжении не менее ~ 10 – 20 В через среду-диэлектрик и проявляющее себя в виде ослепительно яркого токопроводящего столба плазмы, который электрически “соединяет” оба электрода, образуя замкнутый контур.

В отличие от металлического проводника каждая дуга обладает своим электрическим сопротивлением, зависящим от внешних условий и параметров разряда, и таким образом электрическое сопротивление дуги есть функция многих переменных. Как следствие, электрическая дуга обладает ярко выраженной нелинейностью, то есть между ее током и напряжением нет пропорциональной связи. Электрическое сопротивление, а следовательно, и напряжение, являющееся функцией и одновременно мерой электрического сопротивления, распределяются по длине дуги неравномерно (см. рис. 1,б). При этом в катодной и анодной областях дуги сопротивление значительно, а в столбе разряда во много раз меньше. Суммарное значение катодного и анодного падений напряжения составляет $U_{\text{э+а}} \approx 10$ – 20 В.

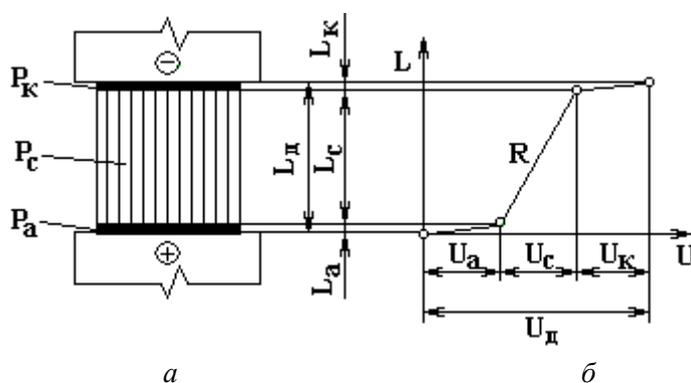


Рис. 1. Принципиальная схема электрической дуги как источника тепла

Электрическая дуга может протекать в самых разнообразных условиях и иметь самые разнообразные электрические, геометрические и энергетические характеристики. Так, например, известно, что дуга горит между любыми проводниками; она устойчиво горит в вакууме и при давлениях, достигающих многих тысяч атмосфер; может протекать в мощных продольных и поперечных потоках газа и жидкости, в продольном и поперечном магнитных полях; устойчиво горит между вращающимися электродами; длина дуги может колебаться от сотых долей миллиметра до десятков метров; ток дуги может регулироваться от 1 А до многих тысяч; температура плазмы столба дуги, по данным исследования изменяется в диапазоне от 5000 до 50000 К и т.д. При этом любое, самое незначительное изменение условий протекания разряда, любой возмущающий фактор вызывает соответствующее изменение структуры дуги и ее характеристик.

Все это указывает на весьма тонкие, совершенные и разнообразные процессы саморегулирования, протекающие в дуге, и, следовательно, на то, что дуга представляет собой саморегулируемую систему, находящуюся с внешней средой в подвижном, колеблющемся равновесии. Поэтому можно говорить о больших возможностях управления свойствами дуги как источника тепла для различных целей науки и практики за счет изменения условий протекания разряда.

Число механизмов саморегулирования дуги практически неограниченно. В этой связи электрическая дуга неисчерпаема в формах своего проявления, так же неисчерпаемы ее технологические возможности. Поэтому важно описать основные закономерности (законы, принципы) такого саморегулирования. Состояние теории и практики электрической дуги позволяет сформулировать основной закон саморегулирования (согласно принципу наименьшего действия) как закон наименьшего сопротивления, в соответствии с которым, во-первых, электрическая дуга протекает между электродами там, где электрическое сопротивление среды протеканию разряда, а следовательно, и напряжение дуги минимальны, обычно по кратчайшей нормали к поверхности электродов (что соответствует принципу минимума Штеенбека и объясняет дискретность перемещения дуги в пространстве), и, во-вторых, с изменением внешних условий в результате процессов саморегулирования структура и характеристики дуги изменяются таким образом, чтобы уменьшить эффект внешнего воздействия (со-

гласно принципу смещения равновесия Ле-Шателье) и тем самым снова-таки обеспечить в новых условиях минимально возможное электрическое сопротивление среды протеканию разряда.

Спрашивается, однако, где та сила, которая обеспечивает столь “рациональные” условия существования дуги? Как было показано [6, с. 31], такой силой служит собственное магнитное поле дуги, которое является функцией внешних воздействий, и в свою очередь воздействуя на дугу, представляющую собой столб плазмы (проводник) с протекающим по нему током, изменяет его энергетическую структуру адекватно внешним воздействиям, при необходимости, в желаемом направлении. Это означает, что одно явление (энергетическая структура дуги соответствующих характеристик) обязательно сопровождается другим явлением (наличием собственного магнитного поля дуги соответствующих характеристик). Иначе, каждое из этих явлений есть следствие и продолжение другого, а в целом – это две стороны одного и того же явления, называемого электромагнетизмом дугового разряда.

Стационарные и нестационарные электрические дуги. Электрическая дуга, если не применять специальных мер, является неустойчивым процессом. В этой связи различают стационарные и нестационарные дуги. Стационарная электрическая дуга – это дуга, параметры которой не зависят от времени [3, с. 18]. Из этого, однако, не следует, что стационарное, не изменяющееся во времени состояние дуги является безусловным ее свойством. Стационарность, напротив, возможна только при условии, что случайные колебания установившейся силы тока выравниваются за счет процессов в дуге или реакции цепи питания [3, с. 22].

Стационарная электрическая дуга, таким образом, – это дуга с установившимися, мало изменяющимися параметрами, она горит не прерываясь, ее ток и напряжение в любой момент отличны от нуля по сравнению с нестационарной электрической дугой, ток и напряжение которой периодически падают до нуля. Условия устойчивости стационарных электрических дуг известны [3, с. 30–34; 7, с. 163–167] и в конечном счете сводятся к тому, что дугу питают постоянным током от источника соответствующих вольт-амперных характеристик. Стационарная дуга по сравнению с нестационарной – более сложное по своей внутренней организации физическое явление, законы ее жизни более многообразны, ее труднее получить, но в связи с достаточной стабильностью электрических, геометрических и энергетических характеристик ее легче исследовать и в итоге описать.

В условиях ЭРО используют как стационарную дугу, так и нестационарные (искровые, импульсные) электрические разряды. Покажем, что нестационарные электрические разряды имеют со стационарной дугой единую физическую природу – это то, что принято называть электрическим дуговым разрядом. Для этого обратимся к многочисленным, но несистематизированным литературным данным.

Все известные разновидности ЭРО реализуют длительности электрических разрядов $t_i > 10^{-7}$ с [8, с. 25]. “С данных, что имеем, видно, что после 1 мкс и более искра становится квазистабильной и получает много черт, характерных для установившегося дугового разряда” [1, с. 104]. “Искру можно представить как нестационарную электрическую дугу, которая гаснет через относительно короткое время лишь вследствие того, что источник питания не в состоянии питать дугу током достаточно длительное время” [3, с. 17]. “Можно считать, что после $10^{-5} - 10^{-4}$ с от начала разряда между электродами его параметры при иных равных условиях получают значения, характерные для дуги, горящей сколь угодно долго” [7, с. 10]. “М. Н. Соболев показал, что напряжение разряда становится типично дуговым и установившимся после 10^{-6} с после его начала” [7, с. 9–10]. Напомним, что “типично дуговой разряд” характеризуется силой тока более ~ 1 А и суммарным значением катодного и анодного падений напряжения $U_{e+\dot{a}} \approx 10 - 20$ В. Именно это является необходимым и достаточным условием, чтобы считать электрический разряд “типично дуговым”. Однако этими параметрами характеризуются только нестационарные электрические разряды в условиях ЭРО [9, с. 12–15]. Это, в частности, означает, что основные закономерности протекания стационарной дуги в известной мере справедливы и для нестационарной дуги.

Электрическая дуга как источник тепла. Согласно изложенному (см. рис. 1), дугу рассматривают как сумму трех самостоятельно действующих источников тепла в катодной и анодной областях и столбе дуги. Схема трех источников тепла в дуге дает возможность представить ее следующим образом: один источник тепла мощностью P_e расположен в плоском слое толщиной L_e на поверхности катода, другой мощностью P_a в плоском слое толщиной L_a – на поверхности анода и тре-

тий мощностью $P_{\bar{n}}$ расположен по объему столба дуги высотой $L_{\bar{n}}$. Таким образом, схема трех источников тепла в дуге позволяет рассматривать и исследовать дугу как единство трех весьма различных по энергетическим характеристикам источников тепла, каждый в пределах своей области определяется достаточно однородными характеристиками.

Для оценки дуги как источника тепла воспользуемся такой характеристикой, как объемная плотность тепловой мощности на участках каждого из трех указанных источников тепла, которая может быть определена по формуле

$$K = Ej, \quad (1)$$

где K – объемная плотность тепловой мощности, Вт/см³; E – напряженность электрического поля, В/см; j – плотность силы тока, А/см².

В соответствии с уравнением (1) приэлектродные области (катодная и анодная) из-за весьма высокой напряженности электрического поля представляют собой весьма мощные концентрированные плоские источники тепла, в то время как столб дуги является менее концентрированным объемным источником тепла.

Оценим энергетическое состояние плазмы в столбе дуги, определяемое концентрацией элементарных частиц, температурой и давлением. Воспользуемся для этого установленными соотношениями [6, с. 29].

Концентрация элементарных частиц (их число в единице объема) может быть представлена выражением, 1/м³:

$$n = C_1 j, \quad (2)$$

где C_1 – коэффициент размерности.

Температура плазмы в столбе дуги, К:

$$T = C_2 E, \quad (3)$$

где C_2 – коэффициент размерности; согласно обработанным статистическим данным, $C_2 = 150\text{--}200$ К/(В/см).

Давление плазмы в столбе дуги, Па:

$$p = C_3 jE, \quad (4)$$

где C_3 – коэффициент размерности.

Указанные соотношения (2), (3) и (4) позволяют просто и надежно оценить энергетическое состояние плазмы в столбе дуги с точки зрения простой сути такого сложного физического явления, как дуга, по легко определяемым экспериментально плотности силы тока и напряженности электрического поля. Заметим также, что в условиях процессов ЭРО электрические разряды имеют четкие оптические границы, что дает возможность надежно определять их геометрические параметры, а значит, плотность силы тока и напряженность электрического поля. Поэтому приведенные соотношения (1), (2), (3) и (4) являются достаточно точными для практических расчетов.

Электрическая дуга как источник тепла для ЭРО. Обычные электрические дуги типа сварочных непригодны для размерной обработки металлов. Поэтому прежде сформулируем основные требования к дуге как к источнику тепла для размерной обработки металлов, которые должны отличать такую дугу от обычных. Во-первых, дуга должна иметь более высокие энергетические характеристики, достаточные для локального разрушения металла за счет его плавления и испарения; во-вторых, для управления технологическими характеристиками процесса обработки энергетические характеристики дуги должны легко регулироваться; и, в-третьих, для достижения размерного формообразования длина дуги обычно должна быть минимально возможной (межэлектродный зазор должен составлять десятые и сотые доли миллиметра). Рассмотрим возможность получения дуг, пригодных для размерной обработки металлов, основываясь на известных положениях теории и практики описанных электрических дуг.

В соответствии с изложенным электрическую дугу следует рассматривать как сумму трех самостоятельных действующих источников тепла в катодной, анодной областях и столбе дуги. При этом катодная и анодная области представляют собой весьма мощные, концентрированные, плоские источники тепла, в то время как столб дуги является значительно менее концентрированным объемным источником тепла. Поскольку градиент температуры в приэлектродных областях направлен к столбу, потоки энергии катодного и анодного источников тепла направлены к электродам. Следовательно, мощности приэлектродных областей расходуются в основном на нагрев, плавление и испаре-

ние электродов, то есть на осуществление процесса обработки, и, таким образом, возможность и качественная сторона процесса обработки определяются качественными характеристиками (качеством) источников тепла на электродах, в частности объемной плотностью тепловой мощности в катодном и анодном источниках тепла (см. выражение (1)). Заметим, что в связи с малой протяженностью катодного и анодного источников тепла они могут характеризоваться поверхностной плотностью тепловой мощности [10, с. 10–11].

Столб дуги в процессе непосредственной обработки существенной роли не играет. Однако энергетические процессы в столбе дуги обуславливают энергетические процессы на электродах и, в частности, объемную плотность тепловой мощности в катодном и анодном источниках тепла, а следовательно, возможность и качественную сторону процесса обработки. По этой причине энергетические характеристики столба дуги, характеризуемые прежде всего напряженностью электрического поля и плотностью силы тока (см. выражения (1), (2), (3), (4)), являются важнейшими параметрами процесса, определяющими в конечном счете возможность и качественную сторону процесса обработки.

Проанализируем возможность достижения в столбе дуги и соответственно в катодном и анодном источниках тепла энергетических характеристик, достаточных для локального разрушения металла, а значит, и для размерной обработки. Напряженность электрического поля и плотность силы тока, а следовательно, и иные энергетические характеристики столба дуги (см. выражения (1), (2), (3), (4)) в конечном счете являются функцией электрического сопротивления среды, через которую протекает разряд; при этом с увеличением (уменьшением) электрического сопротивления среды напряженность электрического поля и плотность силы тока в столбе дуги возрастают (уменьшаются), что следует рассматривать как явление саморегулирования указанных характеристик в функции электрического сопротивления среды протеканию разряда. Аналогичные закономерности распространяются также на катодный и анодный источники тепла. Из этого следует, что для получения дуг с достаточно высокими для локального разрушения металла энергетическими характеристиками необходимо обеспечить соответствующее, достаточно значительное и непрерывно проявляющее себя электрическое сопротивление среды протеканию разряда. Рассмотрим возможные пути достижения таких сопротивлений.

Электрическое сопротивление среды протеканию разряда является функцией состава и состояния внешней среды и материала электродов. Изменяя состав внешней среды и материал электродов, можно, как это известно, в ограниченных пределах регулировать электрическое сопротивление среды протеканию разряда, а следовательно, и энергетические характеристики дуг. Однако при этом энергетические характеристики таких дуг оказываются недостаточными для локального разрушения металла, а значит, и для размерной обработки металлов.

Установим, в каких пределах можно изменять электрическое сопротивление протеканию разряда за счет изменения состояния внешней среды, которое характеризуется давлением и температурой. Изменять температуру внешней среды с целью регулирования энергетических характеристик дуги, по-видимому, нецелесообразно, по крайней мере, в настоящее время затруднительно и малоэффективно. Рассмотрим возможность регулирования электрического сопротивления среды протеканию разряда за счет изменения давления внешней среды.

Давление внешней среды (обычно это газы или жидкости) может быть статическим, когда среда практически неподвижна, или же динамическим, когда дуговой разряд протекает в потоке среды-диэлектрика в условиях динамического (механического) воздействия на него потока. В первом случае с повышением давления электрическое сопротивление среды, напряженность электрического поля и плотность силы тока, а значит, и энергетические характеристики дуги несколько возрастают [3, с. 41–45]. Однако малоэффективность и трудности применения такого способа регулирования энергетических характеристик дуги на практике делают его малопримемлемым.

Таким образом, для эффективного управления энергетической структурой дуги остается единственный технологический фактор, единственная возможность – дуга должна протекать в потоке среды-диэлектрика в условиях динамического (механического) воздействия потока на столб дуги. Проанализируем по этому технологическому фактору электрические разряды, реализуемые в условиях ЭРО.

При РОД дуга протекает в поперечном потоке среды-диэлектрика в условиях одностороннего динамического давления потока на столб дуги. Основной технологический фактор – динамическое давление потока, которое регулируется легко, плавно и в самых широких пределах. А это обеспечивает регулирование энергетических характеристик дуги в самом широком диапазоне режимов, начиная от значений, характерных для обычных сварочных дуг, и заканчивая значениями, достаточными

для самого тонкого размерного испарения металла. Отметим, что в условиях РОД при необходимости зона термического влияния может практически отсутствовать (что, заметим, указывает на исключительно большой диапазон энергетических и, следовательно, технологических возможностей разряда).

При ЭИО и реализации нестационарных электрических разрядов вообще динамическое взаимодействие дуги с поперечным потоком среды-диэлектрика достигается в условиях изменяющегося во времени всестороннего и равномерного сжатия столба дуги при расширении канала разряда, когда последний “набегает” на неподвижную среду-диэлектрик, сжимая ее. В этом случае динамическое давление потока на столб разряда и соответственно энергетическая структура дуги определяются длительностью импульса и плотностью среды-диэлектрика, которые следует отнести к основным технологическим факторам процесса и которые, собственно, определяют и ограничивают энергетические возможности разряда. При этом энергетические характеристики разряда по мере его протекания падают, а в конечной стадии протекания оказываются и вовсе не достаточными для локального разрушения металла. В начальной стадии протекания разряда его энергетические характеристики являются достаточными для локального разрушения металла, а зона термического влияния может составлять сотые доли миллиметра. Необходимо учитывать, что принудительная прокачка рабочей жидкости (а это дополнительное одностороннее динамическое давление потока среды-диэлектрика на столб разряда и, следовательно, дополнительный технологический фактор) позволяет заметно интенсифицировать процесс эрозии.

При ЭКО реализуются как нестационарные, так и стационарные электрические разряды в условиях одностороннего динамического воздействия поперечного потока среды-диэлектрика на столб дуги с той лишь особенностью, что этот поток создается движущимися, обычно вращающимися, электродами. В этом случае к основным технологическим факторам, определяющим динамическое давление потока на столб разряда, следует отнести окружную скорость вращения электродов и плотность среды-диэлектрика, что, собственно, определяет и ограничивает энергетические характеристики разряда. Но тогда название способа “электроконтактная обработка” следует изменить как не отражающее физическую суть способа и назвать этот процесс “электромеханическая обработка” (ЭМО). В условиях такого процесса энергетические характеристики дуги ограничены, но являются достаточными для локального разрушения металла. Так, зона термического влияния может составлять сотые доли миллиметра.

В плазмотронах эффект всестороннего, постоянного, равномерного, поперечного к столбу дуги динамического воздействия потока среды-диэлектрика достигается за счет ограничения площади поперечного сечения канала разряда соплом плазмотрона с дополнительным динамическим воздействием потока на столб дуги за счет прокачки через сопло среды-диэлектрика. К числу основных технологических факторов следует отнести геометрические параметры сопла и расход среды-диэлектрика, что, собственно, определяет и соответственно ограничивает энергетические характеристики дуги. При этом энергетические характеристики дуги ограничены, но являются достаточными для локального разрушения металла, а зона термического влияния может составлять десятые доли миллиметра.

Таким образом, все известные дуговые разряды в условиях ЭРО отличаются лишь различными формами динамического воздействия поперечного к столбу дуги потока среды-диэлектрика, динамическое давление которого (потока) на столб дуги и определяет энергетическую структуру последней, что следует рассматривать как явление саморегулирования энергетических характеристик дуги в функции динамического давления потока. При этом от таких механических воздействий дуга, скажем так, “защищает” себя термически, создавая соответствующую энергетическую структуру адекватно механическим воздействиям и разрушая таким образом набегающий на нее поток среды-диэлектрика. Физический механизм такого саморегулирования описан в [6] и состоит в следующем.

Установлена неизвестная ранее закономерность взаимодействия электрической дуги (электрического поля) с потоком среды-диэлектрика (силового поля), состоящая в том, что такое взаимодействие сопровождается явлением саморегулирования геометрических (площади поперечного сечения и длины) и энергетических характеристик дуги – напряженности электрического поля и плотности силы тока в столбе дуги, а следовательно, объемной плотности тепловой мощности, температуры, концентрации элементарных частиц, давления плазмы (см. выражения (1), (2), (3), (4)), а также магнитной индукции собственного магнитного поля дуги, которые описываются в функции векторного произведения силы тока дуги I на динамическое давление по-

тока среды диэлектрика P_d , то есть $\bar{I} \times \bar{P}_d$, и возрастают при увеличении последнего.

При этом магнитная индукция собственного магнитного поля дуги может быть представлена в виде векторного произведения, Тл:

$$\bar{A} = \bar{I} \times \bar{P}_d \quad (5)$$

Выражение (5) имеет принципиальное значение и важные последствия. Сформулируем в самом общем виде его физический смысл, приняв во внимание, что I – основная количественная характеристика электрического поля, P_d – основная количественная характеристика силового поля. Оно выражает, по сути, неизвестную ранее закономерность взаимодействия электрического и силового полей (электрической дуги и потока среды-диэлектрика), результатом которого является преобразование энергии электрического поля в энергию собственного магнитного поля дуги, сжимающего и удерживающего плазму столба дуги высоких энергетических характеристик. Следовательно, в столбе электрической дуги с увеличением P_d одновременно достигается и получение, и удержание плазмы высоких энергетических характеристик.

Это также означает, что при протекании электрической дуги в поперечном потоке среды-диэлектрика указанные геометрические и энергетические характеристики дуги, а следовательно, и технологические характеристики процесса описываются в функции указанных технологических факторов I и P_d и, например, при РОД могут быть представлены простым соотношением

$$y = kI^\alpha P_d^\beta, \quad (6)$$

где y – любой технологический показатель (характеристика) процесса, например производительность, шероховатость, глубина зоны термического влияния и др.; k – коэффициент размерности; I – сила тока, принимается в пределах от нескольких ампер до нескольких тысяч ампер, определяет производительность обработки и, таким образом, отражает количественную сторону процесса; P_d – динамическое давление потока, выбирается в пределах от 1–2 кПа до 1 МПа и более, определяет качество обработки (шероховатость, глубину зоны термического влияния, точность) и, таким образом, отражает качественную сторону процесса; α и β – показатели степени, различные для различных технологических характеристик.

Из этого соотношения следует, что в условиях РОД представляется возможным, с одной стороны, ввести в зону обработки практически любые мощности, от наименьших до наибольших, а значит, обеспечить любую целесообразную производительность, а с другой стороны, возможно реализовать обработку в самом широком диапазоне режимов, от размерного плавления до тонкого размерного испарения при соответствующем изменении качества обработки – и это независимо от силы тока. И достигается это мобильно, в нужное время, в нужном месте простым регулированием I и P_d .

Заметим, что, согласно изложенному, в условиях реализации различных процессов ЭРО при заданном P_d энергетическая структура разрядов должна совпадать и такие источники тепла для ЭРО могут рассматриваться как равноценные. И действительно, если сравнить, например, энергетические характеристики дуги в условиях РОД [10] и энергетические характеристики нестационарного разряда в условиях известных способов ЭИО [9, с. 12–15], то оказывается, что это именно так. Имеются, однако, и отличия. Разными являются и технологические возможности этих источников тепла. Действительно, по мере протекания нестационарного электрического разряда его энергетические характеристики изменяются в широких пределах (например, напряженность электрического поля в столбе разряда может изменяться от 4 до 0,1 кВ/см), тогда как энергетические характеристики стационарного электрического разряда в условиях РОД достаточно стабильны (так, например, независимо от силы тока напряженность электрического поля в столбе дуги будет колебаться около 3 кВ/см). Однако, с точки зрения физической сущности явления, это одно и то же – электрический дуговой разряд соответствующих энергетических характеристик. Можно, например, сказать, что электрическая искра – это дуга с изменяющимися во времени энергетическими характеристиками, а можно, напротив, дуга в условиях РОД – это длительная искра.

Таким образом, по своим энергетическим характеристикам, а также эффекту теплового воздействия на металл, например по величине зоны термического влияния, стационарная дуга в

условиях РОД соответствует нестационарному (искровому, импульсному) электрическому разряду в условиях ЭИО. Однако, сравнительно с последним, имеет важное преимущество – она обеспечивает стабильные энергетические характеристики, которые легко регулируются независимо от силы тока, а значит, обеспечивают как качественную, так и количественную стороны процесса обработки в значительно более широком диапазоне режимов, начиная от грубого размерного плавления и до самого тонкого размерного испарения. В частности, позволяет реализовать высокопроизводительную обработку (десятки тысяч мм³/мм) на большой силе тока (сотни и тысячи А) при высоком качестве обработки и глубине зоны термического влияния в пределах сотых долей миллиметра или даже практически при ее отсутствии.

Технологические возможности электрических разрядов в условиях процессов ЭРО определяются возможностями и диапазоном регулирования энергетических характеристик дуги, а также возможностями реализации разнообразных технологических схем формообразования. Процессы ЭРО в своей совокупности обеспечивают регулирование энергетических характеристик дуги в самом широком диапазоне технологических режимов. Реализуются также и все известные технологические схемы формообразования при оптимальном сочетании количественных и качественных характеристик процесса. Но каждый из способов ЭРО имеет свои ограничения и технологические возможности, а потому и свою область рационального применения. Так, процессы ЭИО обеспечивают высокую точность размеров и качество поверхности, но отличаются низкой производительностью. Они незаменимы, когда нет возможности применить прокатку рабочей жидкости, в частности при получении малых отверстий. Процессы ПО высокоэффективны при обработке листового металла как по внешнему, так и по внутреннему контурам, если к получаемым изделиям не предъявляются повышенные требования в отношении точности и качества резки. ЭМО возможна и целесообразна при обработке изделий типа тел вращения из труднообрабатываемых материалов. РОД обеспечивает оптимальное сочетание количественных и качественных характеристик процесса (максимально высокую производительность при высоком качестве обработки) и позволяет высокоэффективно реализовать все известные технологические схемы формообразования за исключением тех, когда невозможно обеспечить прокатку рабочей жидкости. Но, по существу, разработана и получила практическое применение лишь технологическая схема формообразования по принципу прошивания с объемным копированием формы электрода-инструмента. Другие технологические схемы формообразования требуют исследований и разработки.

О классификационных признаках и классификации способов ЭРО

Разработка классификационных признаков и совершенствование классификации способов ЭРО имеют большое научное и методологическое значение, поскольку позволяют отделить существенные признаки от несущественных и обнаружить общие для всех способов еще неизвестные внутренние связи и закономерности, а также находить новые комбинации определяющих признаков и описывать некоторые еще неизвестные свойства обработки, дают возможность выбрать направление поисковых исследований и предугадать основные тенденции и возможные направления в развитии ЭРО.

Основные классификационные признаки ЭРО должны, по-видимому, отражать главные физические условия ее осуществления. На основании изложенного феноменологического описания электрической дуги как источника тепла для ЭРО на рис. 2 представлены классификационные признаки и классификация способов ЭРО.

Необходимо учитывать, что указанные способы можно комбинировать. Кроме того можно предложить принципиально новые способы ЭРО, например способ, реализующий дугу, перемещающуюся в диэлектрической жидкости между электродом-заготовкой и электродом-инструментом в результате взаимодействия с магнитным полем. Однако о практической значимости этих способов можно говорить только после проведения соответствующих поисковых исследований, в связи с чем включать их в классификацию пока нецелесообразно. Тем более, как нам представляется, недостатка в количестве способов ЭРО нет, их и в настоящее время достаточно, чтобы в каждом конкретном случае решить вопрос оптимального сочетания количественных и качественных сторон процесса обработки за счет соответствующего согласования энергетических характеристик разряда с теплофизическими характеристиками электродов.



Рис. 2. Классификационные признаки и классификация способов ЭРО

Выводы

1. Электрические разряды в условиях процессов ЭРО, включающих ЭИО, ЭМО, ПО и РОД, имеют единую физическую природу – это то, что принято называть электрическим дуговым разрядом, или электрической дугой. Именно это объединяет процессы, делает их похожими, позволяя рассматривать их в единстве, взаимосвязи и взаимозависимости, в частности как альтернативу традиционным процессам ОМР и ОМД.

2. Отличия электрических разрядов в условиях реализации разнообразных процессов ЭРО – это лишь различные формы динамического (механического) взаимодействия дуги с поперечным к столбу дуги потоком среды-диэлектрика, динамическое давление которого на столб дуги и определяет энергетическую структуру дугового разряда. При РОД дуга протекает в поперечном потоке среды-диэлектрика в условиях одностороннего динамического давления потока на столб дуги. При ЭМО односторонний поперечный к столбу дуги поток среды-диэлектрика создается движущимися, обычно вращающимися электродами. При ЭИО и реализации нестационарных электрических разрядов динамическое взаимодействие дуги с поперечным потоком среды-диэлектрика достигается в условиях изменяющегося во времени всестороннего и равномерного сжатия столба дуги при расширении канала разряда, когда последний “набегает” на неподвижную среду-диэлектрик, сжимая ее. В плазмотронах эффект всестороннего, постоянного, равномерного, поперечного к столбу дуги динамического воздействия потока среды-диэлектрика достигается за счет ограничения площади поперечного сечения канала разряда соплом плазмотрона с дополнительным динамическим воздействием потока на столб дуги за счет прокачки через сопло среды-диэлектрика.

3. Технологические возможности электрических разрядов в условиях процессов ЭРО определяются возможностями и диапазоном регулирования энергетических характеристик дуги, а также возможностями реализации разнообразных технологических схем формообразования. Процессы ЭРО в своей совокупности обеспечивают регулирование энергетических характеристик дуги в самом широком диапазоне технологических режимов. Реализуются также и все известные технологические схемы формообразования при оптимальном сочетании количественных и качественных характеристик процесса. Но каждый из способов ЭРО имеет свои ограничения и технологические возможности, а потому и определенную область рационального применения.

4. Представленная на уровне феноменологического описания теория электрической дуги как источника тепла для ЭРО описывает неизвестную ранее закономерность взаимодействия дуги с поперечным к столбу дуги потоком среды-диэлектрика, состоящую в саморегулировании энергетических характеристик дуги в функции динамического давления потока в самом широком диапазоне режимов, начиная от значений, характерных для обычных дуг типа сварочных, и заканчивая значениями, достаточными для самого тонкого размерного испарения металла. И это независимо от силы тока, что позволяет обеспечить оптимальное сочетание количественных и качественных характеристик процесса и, следовательно, рассматривать такую дугу как качественно новый источник тепла для ЭРО и иных технологий. Поэтому можно утверждать, что созданы теоретические предпосылки для дальнейшего развития процессов ЭРО как высокоэффективной альтернативы традиционным технологиям ОМР и ОМД.

5. На основании изложенных представлений предложены классификационные признаки и классификация способов ЭРО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сомервилл Дж. М. Электрическая дуга / Пер. с англ. “Госэнергоиздат”, 1962.
2. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М., Наука, 1968.
3. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
4. Эккер Г. Современное развитие теории приэлектродных областей электрической дуги // Теплофизика высоких температур. 1973. Т. 2. Вып. 4.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Электричество и магнетизм. М., Мир, 1977.
6. Носуленко В.И. Электрическая дуга в поперечном потоке среды-диэлектрика как источник тепла для новых технологий // Электронная обработка материалов. 2005. № 2. С. 26–33.
7. Лесков Г.И. Электрическая сварочная дуга. М., Машиностроение, 1970.
8. Лившиц А. Л. и др. Электроимпульсная обработка металлов. М., Машиностроение, 1967.
9. Золотых Б. Н. Основные вопросы теории электрической эрозии в импульсном разряде в жидкой

диэлектрической среде: Автореф. дис. докт. техн. наук/МИЭМ. М., 1968.

10. Носуленко В.И. Размерная обработка металлов электрической дугой // Электронная обработка материалов. 2005. № 1. С. 8–17.

Поступила 18.10.05

Summary

Is shown, that the electrical discharges in conditions of electric discharge machining (EDM) methods, introduced by electrospark (electroimpulse) machining, electromechanical machining, plasma machining and by an electrical arc sizing machining, have an identical physical nature is that is accepted to name by an electrical arc discharge or, that same, electrical arc. It unites these processes, makes by their similar, allowing to consider them in unity, correlation and interdependence, in particular, as alternative to traditional processes of metals treatment by cutting and pressure. Differences of electrical discharges in conditions of various EDM methods realization is only different ways of an arc dynamic (mechanical) interaction with transversal to an arc pole by an environment-dielectric stream, which dynamic pressure on an arc pole determines power structure of an arc discharge, allowing to regulate an arc power performances in the widest conditions range. On a foundation of explained introducing the classification attributes and EDM methods classification are offered.

П.П. Малюшевский, В.Г. Сысоев, А.И. Ивлиев, А.П. Малюшевская,
М.Ю. Комаров, В.Е. Рябцев, А.П. Малюшевский, Т.В. Хейдал

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ ПЕРМАНЕНТНОЙ МАРКИРОВКИ ДЕТАЛЕЙ МАШИН (Часть I. Концепция. Разрядно-импульсная технология)

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина
International Pipe Technology & Management (Norway)*

В ряде отраслей машиностроения, сельскохозяйственного производства, горнодобывающих предприятий, металлургии, транспорта, газо- и нефтедобычи и других существует проблема долговременной маркировки деталей и элементов конструкций. Это заключается, например, в необходимости строгого учета труб нефтяного сортамента и трубных изделий нефтяной индустрии на протяжении всего периода с момента производства и начала эксплуатации до момента утилизации [1]. В этот период производится их транспортировка, передача от одной фирмы другой, очистка каким-либо активным способом, ремонт, изменение рода использования и т.п. По сути, такая паспортная маркировка должна служить всегда, несмотря на то что наносится на внешних легко доступных для маркировки поверхностях, но которые столь же легко доступны и разрушающим воздействиям со стороны внешней среды. При этом маркировка должна быть доступной для считывания в любой момент эксплуатации замаркированной детали. Требования очень жесткие, поэтому направление решения этой задачи для металлургической и нефтедобывающей промышленности может быть показательным. Аналогичные (требуемые маркировки) узлы и детали есть практически во всех отраслях промышленности.

Анализ литературных источников позволил сформулировать основные требования к любой системе такой маркировки:

- 1) маркировка должна быть перманентной, то есть сопровождать изделие на протяжении всего “жизненного цикла”, информация о данном изделии доступной на любом этапе этого цикла;
- 2) информация об изделии должна быть недоступной уничтожению;
- 3) маркировка должна находиться на теле изделия (исключая резьбовые соединения);

© Малюшевский П.П., Сысоев В.Г., Ивлиев А.И., Малюшевская А.П., Комаров М.Ю., Рябцев В.Е., Малюшевский А.П., Хейдал Т.В., Электронная обработка материалов, 2006, № 1, С. 14–21.

В.И. Носуленко

РАЗМЕРНАЯ ОБРАБОТКА МЕТАЛЛОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГОЙ (РОД)

*Кировоградский национальный технический университет,
пр. Университетский, 8, Кировоград, 25006, Украина*

При протекании электрической дуги в поперечном потоке среды-диэлектрика ее энергетические характеристики регулируются легко, плавно и в самых широких пределах за счет изменения динамического давления потока [1]. В частности, возможно регулирование в самых широких пределах энергетических характеристик катодного и анодного источников тепла на электродах, начиная от значений, характерных для обычных дуг типа сварочных, когда осуществляется плавление металла, и до значений, достаточных для тонкого, размерного испарения металлов. Такой способ [2] уже получил заметное практическое применение под названием размерная обработка металлов электрической дугой (РОД) [3].

Общие сведения. Сущность процесса РОД состоит в том (рис. 1), что обработку осуществляют стационарной электрической дугой, которая горит между электродом-инструментом (ЭИ) и электродом-заготовкой (ЭЗ) в поперечном потоке жидкости при динамическом давлении потока не менее 1–2 кПа. Полученный дуговой разряд имеет высокие энергетические характеристики, достаточные для локального разрушения металла за счет испарения и капельного выброса расплава, и перемещается по поверхности электродов, копируя таким образом на заготовке профиль ЭИ, а поток жидкости удаляет из зоны обработки продукты эрозии. Все это обеспечивает оптимальное протекание процесса размерной обработки.

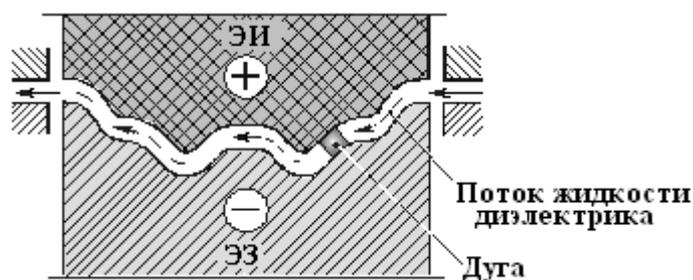


Рис. 1. Схема процесса РОД

В условиях РОД энергетические характеристики разряда (плотность силы тока, напряженность электрического поля) регулируются легко, плавно и в широких пределах за счет изменения динамического давления потока и при увеличении (уменьшении) последнего увеличиваются (уменьшаются). Как следствие, в условиях такого процесса можно легко регулировать качество обработки за счет изменения динамического давления потока, осуществляя обработку в широком диапазоне режимов, начиная от грубого размерного плавления и вплоть до преобладающего тонкого размерного испарения. Таким образом, динамическое давление потока рабочей жидкости в условиях РОД является основным параметром процесса, определяющим возможность и качественную сторону обработки.

В качестве рабочей жидкости применяют жидкости-диэлектрики, например нефтепродукты, воду, эмульсии и суспензии. Отметим, что в условиях РОД могут эффективно использоваться раз-

нообразные газы, прежде всего воздух. Однако жидкости-диэлектрики, по крайней мере сейчас, имеют преимущество с точки зрения технологических и эксплуатационных характеристик, и поэтому РОД обычно реализуют с применением сред-жидкостей.

ЭИ могут быть плавящимися (например, стальными) и неплавящимися (графитовыми), профилированными и непрофилированными. Они изготавливаются из тех же материалов и имеют приблизительно такую же эрозионную стойкость, как и при известных способах электроэрозионной обработки (ЭЭО). Так, высокую стойкость обеспечивают графитовые ЭИ при использовании рабочей жидкости из нефтепродуктов (износ менее 1% от объема разрушенного металла).

Источником питания током являются сварочные выпрямители или генераторы с внешней падающей характеристикой. Напряжение рабочего хода источников питания определяется особенностями реализации технологических схем формообразования и составляет 20–50 В и более (напряжение холостого хода – 50–100 В и более). Мощность источников питания током определяет производительность обработки и может достигать десятков и сотен киловатт.

Если изменять типоразмеры электродов и придавать им соответствующие движения подачи, то при использовании соответствующих технологических приемов можно осуществить указанные закономерности процесса РОД и таким образом реализовать практически все известные технологические схемы формообразования.

Качество обработанной поверхности, которое определяется ее шероховатостью и глубиной зоны термического влияния, является преимущественно функцией динамического давления потока рабочей жидкости и меньше силы тока, улучшается при увеличении динамического давления потока и уменьшении силы тока и в целом не уступает качеству, достигнутому при известных способах ЭЭО. Глубина, структура и твердость зоны термического влияния легко регулируются за счет изменения динамического давления потока рабочей среды, и при увеличении последнего до соответствующих значений независимо от силы тока эта зона может практически полностью отсутствовать.

Оптимальная величина межэлектродных зазоров колеблется в пределах 0,05–0,2 мм. Точность обработки, определяемая прежде всего износом ЭИ и колебаниями величины межэлектродного зазора, в целом не уступает достигнутой при известных способах ЭЭО.

Сравнительная обрабатываемость материалов в условиях РОД оценивается, как и при известных способах ЭЭО. Производительность обработки прямо пропорциональна силе тока, который может достигать нескольких тысяч ампер, и во много раз превышает производительность электроискровой обработки. Например, при силе тока обработки 1000 А производительность обработки сталей достигает 30 000 мм³/мин при R_a 6,3 мкм и глубине зоны термического влияния в пределах нескольких сотых долей миллиметра. Удельные затраты электроэнергии в зависимости от режимов обработки стали составляют 3–7 кВт·ч/кг.

На рис. 2 представлена зависимость производительности обработки M стали 45 от силы тока I и динамического давления P_d при использовании в качестве рабочей жидкости индустриального масла и ЭИ из графита МПГ-7 при прямой полярности электродов. На рис. 3, 4 показаны зависимости шероховатости обработанной поверхности R_a и глубины зоны термического влияния H стали 5ХНТ от I и P_d при использовании в качестве рабочей жидкости керосина (50%) и индустриального масла (50%) и ЭИ из графита МПГ-7 при обратной полярности электродов.

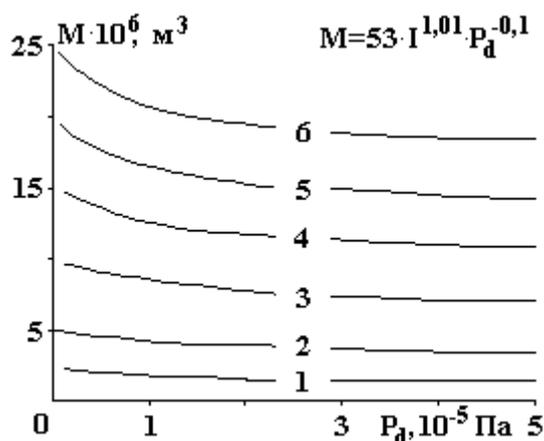


Рис. 2. Зависимость производительности обработки M от I и P_d .
 I , А: 1 – 100; 2 – 200; 3 – 400; 4 – 600; 5 – 800; 6 – 1000

Изложенные технологические возможности РОД, достигнутый уровень разработок, простота реализации и наличие соответствующей техники (источников питания дуги и т.д.) делают обработку высокоэффективным альтернативным процессом, который обеспечивает высокую экономическую эффективность, прежде всего, более высокую производительность и ресурсосбережение, и поэтому у него своя область рационального применения:

- обработка разнообразных фасонных полостей ковочных штампов, пресс-форм и т.д.;
- прошивка разнообразных глухих и сквозных, круглых и фасонных отверстий;
- многоэлектродная прошивка отверстий, которая позволяет значительно увеличить производительность процесса;
- прошивка глубоких отверстий;
- обработка внешних поверхностей деталей типа “фасонный стержень”;
- обработка листовых деталей любой толщины из любых металлов и сплавов по внутреннему и внешнему контурам, в частности в комбинации с плазменной резкой, что позволяет в условиях единичного, мелко- и среднесерийного производства рассматривать способ РОД как высокоэффективную альтернативу процессам штамповки и механической обработки;
- обработка сопряженных пар “пуансон–матрица” разделительных штампов;
- РОД может выполняться как один из операционных переходов на модернизированных станках с ЧПУ фрезерной, сверлильной и токарной группами;
- обработка (нарезка) внешних и внутренних нарезок в закаленных и высокопрочных сталях и сплавах;
- формообразование, а значит, и отбор проб в определенных местах, прежде всего труднообрабатываемых металлов и сплавов;
- разнообразные специализированные процессы. Так, реализован процесс очистки от металлического графа твердосплавных блок–матриц, предназначенных для получения искусственных алмазов.

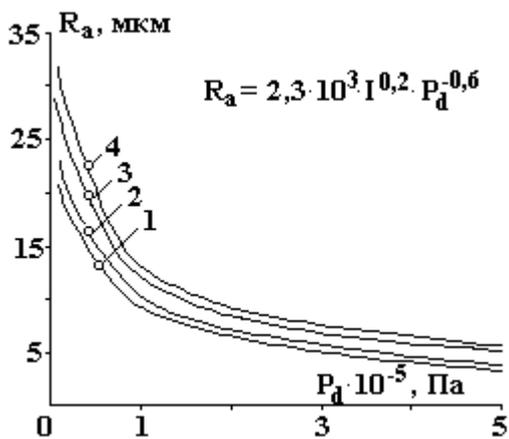


Рис. 3. Зависимость шероховатости обработанной поверхности R_a от I и P_d . I, A : 1 – 100; 2 – 200; 3 – 400, 4 – 1000

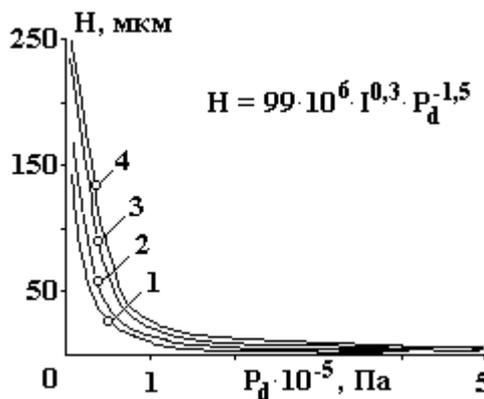


Рис. 4. Зависимость глубины зоны термического влияния H от I и P_d . I, A : 1 – 100; 2 – 200; 3 – 400, 4 – 1000

Особо отметим, что все указанные области применения процесса РОД могут быть реализованы в условиях основного производства получения серийных деталей.

О качестве источников тепла на электродах и полярности электрической эрозии. Дугу, как известно, следует рассматривать как сумму трех самостоятельно действующих источников тепла на катоде, аноде и в столбе дуги. При этом качественные характеристики (качество) источника тепла на катоде определяют возможность и качественную сторону процесса эрозии (обработки) катода, а качественные характеристики (качество) источника тепла на аноде – возможность и качественную сторону процесса эрозии (обработки) анода. Сравнительная количественная и качественная оценки источников тепла на катоде и аноде в свою очередь позволяют судить о предпочтительной полярности электрической эрозии, поскольку, как известно, эффект электрической эрозии полярен.

Качество катодного и анодного источников тепла на электродах может быть охарактеризовано поверхностной плотностью тепловой мощности (произведение плотности силы тока на падение напряжения соответственно в катодном и анодном источниках тепла, Вт/см²), поскольку при протекании дуги в поперечном потоке жидкости суммарная протяженность катодной и анодной областей в

диапазоне исследованных режимов для стальных электродов составляет, по нашим данным, всего 0,3–0,6 мкм, поэтому такие источники тепла можно рассматривать как плоские.

Плотность силы тока в описанных дугах определялась в [1, рис. 6]. Она является главным образом функцией динамического давления потока, в 5–10 раз превышает плотность силы тока в открытых дугах в воздухе и увеличивается (уменьшается) с возрастанием (уменьшением) динамического давления потока жидкости, достигая 40–50 кА/см². Суммарное значение катодного и анодного падений напряжения $U_{к+а}$ составляет 12–21 В [1].

Следовательно, поверхностная плотность тепловой мощности катодного и анодного источников тепла в диапазоне исследованных режимов достигает $5 \cdot 10^5$ Вт/см², что в десятки раз превышает значения, полученные в открытых дугах в воздухе. Напомним, что, согласно закону Джоуля – Ленца, количество тепла, выделяемого в этих источниках, пропорционально квадрату плотности силы тока. Все это подтверждает возможность реализации обработки в условиях РОД в самом широком диапазоне режимов.

Заметим, что качество катодного и анодного источников тепла на электродах является временной функцией даже в пределах одного элементарного эрозионного акта, когда дуга практически неподвижна. Для того чтобы убедиться в этом, обратимся к типичной осциллограмме напряжения U и силы тока I (рис. 5), записанной на режимах “устойчивый процесс – сближение электродов до короткого замыкания – размыкание электродов – устойчивый процесс”.

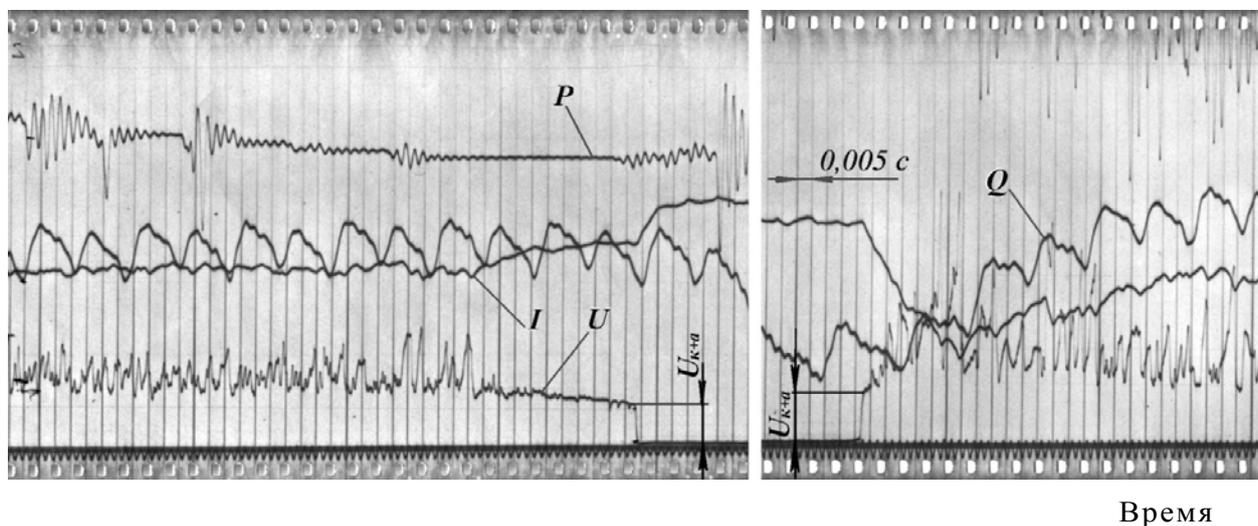


Рис. 5. Осциллограмма процесса РОД:
P – статическое давление рабочей жидкости; *Q* – расход рабочей жидкости

Из осциллограммы следует, что напряжение и сила тока во времени постоянно изменяются. Последнее связано прежде всего с процессами, происходящими на электродах в области катодного и анодного источников тепла, когда нестационарный процесс распространения тепла от этих плоских источников сопровождается нагревом, плавлением и испарением материала электрода и соответственно увеличением напряжения на дуге. Это превращает плоский источник в объемный и в 1,5–2 раза и более увеличивает его тепловую мощность, способствуя более интенсивному протеканию процесса эрозии. Из осциллограммы следует, что разными, хотя и незначительно, являются катодный и анодный источники тепла для случаев замыкания и размыкания электродов (поскольку разными являются $U_{к+а}$).

В конечном счете о качестве катодного и анодного источников тепла на электродах и о пригодности дуги для размерной обработки металлов можно судить по характеру ее теплового воздействия на электроды, в частности по профилю лунок обработанной поверхности, а также по величине и структуре зон термического влияния на катоде и аноде. Рассмотрим некоторые примеры.

На рис. 6,а показаны профили лунок на катоде и аноде из стали 45 в случае использования электродов из графита МПГ-7 при протекании дуги в поперечном потоке водопроводной воды при $I = 400$ А и $P_d = 0,2$ МПа. На рис. 6,б для тех же режимов показаны профили лунок на катоде и аноде из стали 45. При использовании стального ЭЗ и графитового ЭИ качество источника тепла на ЭЗ, а значит, количественная и качественная стороны процесса обработки определяются прежде всего полярностью электродов. При этом по площади катодного источника тепла (если ЭЗ катод) тепловая мощность распределена достаточно равномерно, в то время как по площади анодного источника теп-

ла (если ЭЗ анод) она распределяется неравномерно, с явно выраженным максимумом в центре, в результате чего шероховатость анода значительно превышает шероховатость катода. Однако анодный источник тепла обеспечивает более высокую производительность (1,5–1,8 раза). Можно сделать вывод: прямую полярность следует применять для обеспечения более высокой производительности; обратную полярность – для более высокого качества обработки.

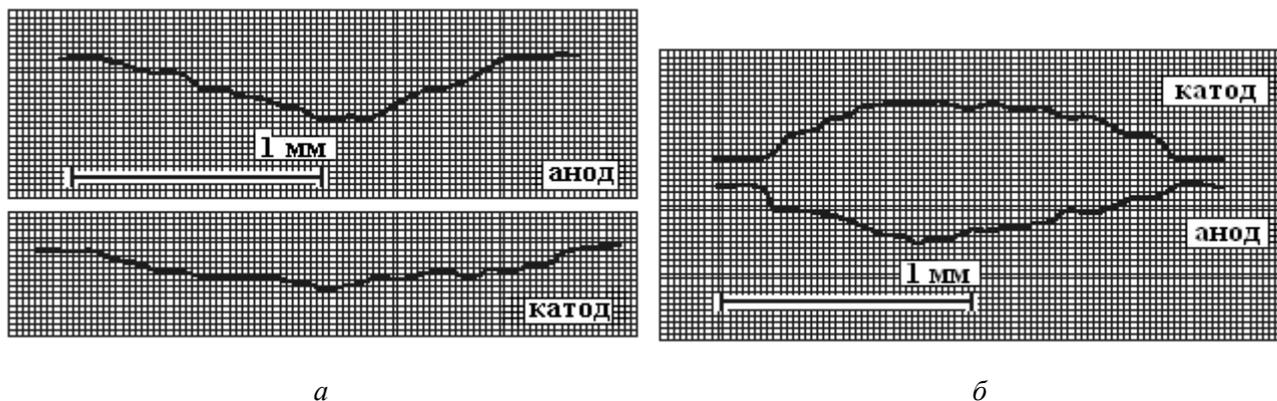


Рис. 6. Профили лунок на аноде и катоде из стали 45

На рис. 7 показаны снимки микроструктуры зон термического влияния на катоде и аноде из стали 45 при протекании дуги в поперечном потоке воды при указанных режимах. Видно, что зоны термического влияния на аноде не только несколько меньше, но и не имеют поверхностного слоя с повышенной твердостью (поскольку зерна феррита выходят к периферии шлифа), что, в частности, облегчает последующую механическую обработку. Учитывая, что эрозированные объемы примерно одинаковы (см. рис. 6,б), а величины зон термического влияния на катоде и аноде отличаются незначительно, можно утверждать, что качество катодного и анодного источников тепла примерно одинаково.



Рис. 7. Микроструктуры зон термического влияния на катоде (а) и на аноде (б) из стали 45

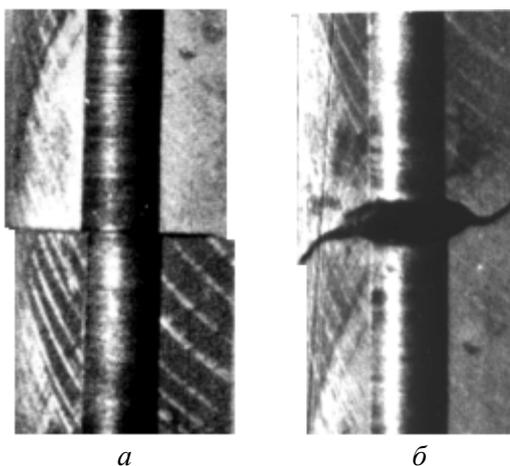


Рис. 8. Характер износа стальных электродов при их взаимном смещении

Необходимо учитывать, что качество источников тепла на электродах может определяться и быть разным в связи с различными гидродинамическими режимами течения жидкости по высоте межэлектродного зазора. Это касается прежде всего участков, где происходит изменение направления течения рабочей жидкости. Так, при осуществлении процесса между стальными электродами одного диаметра, например, в указанных режимах при относительном смещении электродов, пусть да-

же на десятые доли миллиметра (рис. 8,а), наблюдается явно выраженная неравномерная эрозия электродов (рис. 8,б). Особенно заметно это на диаметрально противоположных участках. Такого не наблюдается, например, при отсутствии смещения электродов или при обычной прошивке. Это означает, что определяющими в данном случае являются различные гидродинамические режимы течения рабочей жидкости по высоте межэлектродного зазора, которые обуславливают различное качество источников тепла на электродах, а значит, и различные количественные и качественные характеристики процесса эрозии. В этом случае объясняется факт инверсии электрической эрозии в условиях РОД.

Качество источников тепла на электродах в значительной мере определяется теплофизическими константами материала электродов. В частности, известно, что, в отличие от стальных, тугоплавкие катоды, например из твердого сплава, разрушаются менее интенсивно, чем аноды. Вот почему твердые сплавы в условиях РОД обрабатываются только на прямой полярности.

Феноменологическое описание процесса электрической эрозии. По визуальным оценкам, обработанная РОД поверхность представляет собой совокупность большого числа лунок, что говорит о дискретном характере процесса разрушения металла и о том, что интегральный эрозионный эффект создается совокупностью следующих друг за другом элементарных эрозионных актов. Лунки чаще всего располагаются в определенной последовательности и образуют следы от разряда обычно в направлении протекания жидкости, что свидетельствует об имеющихся место закономерностях перемещения разряда по поверхности электродов. Так как следы часто прерываются в одном месте и появляются в другом, можно говорить о действии механизма избирательного характера процесса эрозии.

В этой связи требуют объяснения, во-первых, факт дискретного разрушения металла при наличии постоянно действующих источников тепла на электродах (поскольку реализуется непрерывно протекающий стационарный электрический разряд), во-вторых, причины и имеющие место закономерности в перемещении разряда по поверхности электродов, в-третьих, механизм избирательного характера процесса эрозии. Рассмотрим протекание элементарного эрозионного акта.

При протекании разряда в связи с плавлением и испарением материала электродов в зоне действия катодного и анодного источников тепла межэлектродный зазор, а значит, и длина дуги возрастают, а в столб дуги с электродов поступает большое количество частиц малых энергий, что приводит к повышению напряжения на дуге. Последняя, как известно, представляет собой саморегулируемую систему. В соответствии с принципом минимума Штеенбека, в результате процессов саморегулирования из всех реализуемых режимов горения дуги устойчивым является такой, при котором напряжение на дуге минимально.

Это означает, что если при протекании разряда в какой-то точке А между электродами напряжение на дуге увеличивается, то и увеличивается вероятность того, что где-то в другой точке В между электродами напряжение для протекания разряда может оказаться меньшим. Тогда процесс в точке А прекращается, а в точке В начинается, хотя последняя может оказаться на значительном удалении от точки А. Соответственно в этом случае элементарный эрозионный акт в точке А завершается, а в точке В начинается. Чаще разряд перемещается на близлежащий участок по направлению протекания жидкости (то есть по линии наименьшего сопротивления). Перемещению дуги на новый участок предшествует существование двух дуг: прежней (первой) и новой (второй), которая шунтирует первую. Как следствие, напряжение на дуге уменьшается.

Описываемый процесс, таким образом, характеризуется непрерывными подводом энергии в зону обработки протеканием разряда и существованием источников тепла на электродах. Следовательно, тепловое воздействие разряда на электроды и процесс эрозии происходят непрерывно. Но это не означает непрерывного, одинаковой интенсивности разрушения металла, поскольку, в соответствии с изложенным, физическая природа существования непрерывно протекающей (стационарной) электрической дуги предполагает дискретный характер ее перемещений по поверхности электродов (дуга после некоторого выстаивания на месте перемещается на другой участок), а следовательно, и прерывистый, дискретный характер процесса эрозии, что является безусловным свойством дуги.

Следует различать два этапа эвакуации продуктов эрозии: из лунки и межэлектродного зазора. Удаление металла из лунки происходит главным образом во время протекания разряда. Металл из лунки в зависимости от реализуемых режимов обработки может удаляться как в жидком, так и в газообразном состоянии, причем с увеличением динамического давления потока рабочей жидкости, что соответствует реализации более высоких энергетических характеристик разряда, все большая масса металла удаляется в сильно диспергированном состоянии (за счет испарения). Из межэлектродной полости продукты эрозии легко удаляются мощным потоком рабочей жидкости.

Способ РОД как качественно новый этап в развитии металлообработки. Способ РОД является разновидностью ЭЭО, следующим этапом ее развития. В отличие от известных способов ЭЭО, основанных на использовании нестационарных электрических разрядов (искры, импульса), РОД реализует стационарную электрическую дугу. По энергетическим характеристикам (плотности силы тока, напряженности электрического поля, суммарному значению катодного и анодного падений напряжения), а также тепловому эффекту воздействия на металл, например по величине зоны термического влияния, электрическая дуга в условиях РОД соответствует нестационарному электрическому разряду в условиях ЭЭО. Поэтому можно утверждать, что физическая природа стационарной электрической дуги в условиях РОД и нестационарного электрического разряда (искры, импульса) в условиях известных способов ЭЭО одинакова – это то, что принято называть электрическим дуговым разрядом [3]. В этой связи можно сказать, что искра – это кратковременная дуга в условиях РОД, а стационарная дуга в условиях РОД – это длительная искра, энергетические характеристики которой не опускаются ниже определенного уровня, достаточного для локального разрушения материала. Это означает, что стационарная электрическая дуга в условиях РОД и нестационарный электрический разряд в условиях ЭЭО как источники тепла для размерной обработки металлов в известной мере равноценны. Однако различны технологические возможности источников тепла.

Действительно, при протекании дуги в поперечном потоке жидкости ее энергетические характеристики, например плотность силы тока, являются достаточно стабильными и могут колебаться в достаточно узких пределах, не опускаясь ниже соответствующего уровня, обусловленного динамическим давлением потока, в то время как энергетические характеристики нестационарного электрического разряда являются, как известно, временной функцией, ограничены силой тока и изменяются в очень широких пределах, а в конечной стадии протекания разряда и вовсе недостаточны для локального разрушения металла. Таким образом, электрическая дуга в условиях РОД по сравнению с нестационарным электрическим разрядом в условиях известных способов ЭЭО обладает весьма важным преимуществом: она позволяет получить независимо от силы тока стабильные энергетические характеристики разряда, которые регулируются в самых широких пределах. Это обеспечивает количественную и качественную стороны процесса обработки в самом широком диапазоне режимов и, в частности, дает возможность реализовать высокопроизводительную обработку (десятки тысяч мм³/мин) на больших токах (сотни и тысячи ампер) при высоком качестве обработки и глубине зоны термического влияния в пределах сотых долей миллиметра и даже практически при полном ее отсутствии. Примерно вдвое уменьшается энергоемкость процесса. Это означает, что дуга приобрела еще одну “специальность” – она стала точно обрабатывать металл. То есть металлообработка получила еще один, качественно новый “инструмент” обработки с чрезвычайно широкими технологическими возможностями.

При этом способ РОД обеспечивает по сравнению с известными способами ЭЭО такие преимущества:

1. Значительно более высокую производительность (в 5–10 раз и больше), что приближается к производительности обработки металлов резанием.
2. Меньшие удельные затраты электроэнергии (приблизительно вдвое), что заметно повышает экономическую эффективность процесса.
3. Более дешевые (в 3–5 раз) источники питания технологическим током (обычные источники питания сварочной дуги) широко распространены и общедоступны, имеются в достаточном количестве.
4. Сравнительно простые и дешевые электроэрозионные станки РОД и системный ряд компактных, простых и дешевых электроэрозионных головок (ЭЭГ) реализуют концепцию локального подведения рабочей жидкости в зону обработки (отсутствует рабочая ванна с жидкостью, что характерно для обычных электроэрозионных станков). Это позволяет эффективно осуществить обработку как профилированным, так и непрофилированным электродом, как на универсальных и специальных станках РОД, так и на любых металлорежущих станках без потери последними своих основных функций, как в наиболее современном инструментальном цехе, так и в любой ремонтной мастерской. Поэтому станки РОД становятся станками массового спроса.

Отметим, однако, что способ РОД, вытесняя в известной степени традиционные способы ЭЭО, не заменяет их полностью, оставляя за каждым из них свою область рационального применения. Более того, в совокупности традиционные процессы ЭЭО, включая электроконтактную обработку (ЭКО), РОД, а также примыкающую к ним плазменную обработку металлов, образуют так называемую электроразрядную обработку (ЭРО), основанную на использовании преобразуемой в тепло энергии электрических дуговых разрядов различных параметров. Эти процессы следует рассматри-

вать в единстве, взаимосвязи и взаимозависимости, поскольку их объединяет не только единая физическая природа “инструмента” обработки (электрического дугового разряда), но в известной степени общие технологические приемы и техника. Кроме того, в своей совокупности, дополняя друг друга, по своим технологическим возможностям они составляют высокоэффективную альтернативу основным процессам металлообработки, каковыми являются обработка металлов резанием и давлением.

Уместно поставить вопрос об основных тенденциях и направлениях развития металлообработки в целом, перспективах и областях рационального применения каждого из указанных процессов металлообработки. Это важно, поскольку ориентирует производителей на новые технологии и делает последние высокоэффективным бизнесом (ибо первый, кто приходит на рынок, получает наибольшую прибыль), а в итоге оптимизирует развитие металлообработки в целом.

В этой связи обратимся к преимуществам процессов ЭРО в сравнении с обработкой резанием и давлением:

1. Исходный энергоноситель (электроэнергия) не превращается в силовую энергию (не нужен двигатель и соответствующие звенья кинематической цепи станка), а реализуется в зоне обработки непосредственно, выполняя соответствующую операцию в нужном месте, в нужное время и с необходимыми качеством, производительностью и точностью обработки; при этом производительность и качество обработки, например при РОД, могут быть изменены простым регулированием силы тока и динамического давления потока рабочей жидкости. В результате станок становится более простым и дешевым, а процесс более мобильным.

2. Обработка осуществляется без заметных механических усилий на инструмент (силовое резание отсутствует) и силового действия на заготовку. Соответственно исключается необходимость передачи значительных механических усилий через систему СПИД, что позволяет заметно упростить и удешевить станок в целом.

3. Отсутствует необходимость в применении специальных более твердых инструментов, чем обрабатываемый металл. Инструмент (электрод) заметно проще и дешевле инструментов, применяемых при традиционных методах металлообработки (резец, сверло, протяжка, штамп).

4. Производительность обработки не зависит от твердости и вязкости обрабатываемого металла, что очень важно в условиях всевозрастающего применения труднообрабатываемых материалов.

5. Широкие возможности реализации разнообразных технологических схем формообразования как непрофилированным, так и профилированным электродом, в частности копирования формы электрода на поверхность заготовки при простом поступательном движении электрода, что позволяет получить аналогично процессу штамповки разнообразные отверстия, полости, стержни и прочие изделия сложной формы. При этом для реализации таких операций нужны сравнительно простые и дешевые станки и относительно дешевые электроды, тогда как при традиционных методах металлообработки для достижения того же результата требуются металлоемкие, достаточно дорогие, часто уникальные станки и прессы, а также сравнительно дорогие инструменты.

6. Возможность выполнять ряд технологических операций, которые не могут быть выполнены другими методами обработки, например разнообразные глубокие отверстия в труднообрабатываемых материалах.

Преимущества технологий, простота реализации, достигнутый уровень разработок делают процессы ЭРО в своей совокупности высокоэффективной альтернативой традиционным процессам обработки резанием и давлением как в инструментальном и иных элитных производствах, так и в основном производстве для изготовления серийных деталей.

Это означает, что металлообработка получила качественно новый, высокоэффективный, универсальный, с чрезвычайно широкими технологическими возможностями «инструмент» обработки, представляющий источник тепла в виде электрического дугового разряда самых разнообразных форм его проявления, который позволяет, во-первых, реализовать практически все возможные технологические схемы формообразования, во-вторых, обеспечивает оптимальное сочетание количественных и качественных характеристик процесса обработки и, в-третьих, все это, по сравнению с процессами обработки резанием и давлением, реализуется более простыми средствами (техникой и инструментом). То есть, что в металлообработке на смену «эры силы» приходит «эра тепла». Прогресс металлообработки переходит “с острия резца” на “кромку ЭИ”, и, таким образом, ЭРО – это следующий этап развития металлообработки.

Следует, однако, признать, что все это может показаться декларацией, тезисы которой выглядят недостаточно убедительно. Поэтому примем во внимание следующее. Несмотря на то что традиционные процессы ЭЭО и плазменной обработки в своем развитии достигли «технологического по-

толка», все указанные преимущества ЭРО стали возможны лишь после появления РОД. Объясняется это исключительными технологическими возможностями источника тепла, реализуемого в условиях РОД. Для понимания этого обратимся к физической модели процесса РОД, которая описывается простым соотношением

$$y = kI^\alpha P_d^\beta,$$

где y – любой технологический показатель (характеристика) процесса, например производительность, шероховатость, глубина зоны термического влияния и др.; k – коэффициент размерности; I – сила тока, А, принимается в пределах от нескольких ампер до нескольких тысяч ампер, определяет производительность обработки и по существу отражает количественную сторону процесса; P_d – динамическое давление потока, Па, выбирается от 1–2 кПа до 1 МПа и более, определяет качество обработки (шероховатость, глубину зоны термического влияния, точность) и отражает качественную сторону процесса; α и β – показатели степени для различных технологических характеристик.

Из соотношения следует, что в условиях РОД представляется возможным, с одной стороны, ввести в зону обработки практически любые мощности – от наименьших до наибольших, а значит, обеспечить любую целесообразную производительность, а с другой стороны, возможно реализовать обработку в самом широком диапазоне режимов – от размерного плавления до тонкого размерного испарения при соответствующем изменении качества обработки, и это независимо от силы тока. И достигается это мобильно, в нужное время, в нужном месте простым регулированием I и P_d при использовании простейшего оборудования и наличии простого и дешевого инструмента. Именно благодаря этим особенностям процесса РОД оказалось возможным реализовать все вышеперечисленные преимущества ЭРО в целом. Процесс РОД, таким образом, явился скачком, качественно новым этапом в развитии металлообработки в целом.

Примером высокоэффективного применения процессов ЭРО является изготовление листовых деталей самых различных форм и сложности в условиях единичного, мелко- и среднесерийного производства, например лапы культиватора, когда внешний контур деталей получают плазменной резкой, а отверстия в ней – способом РОД.

Заключение

Сущность способа РОД состоит в том, что обработку осуществляют стационарной электрической дугой в поперечном потоке жидкости при динамическом давлении потока не менее 1–2 кПа.

Способ РОД – это высокоэффективный альтернативный процесс металлообработки, обеспечивающий высокую экономическую эффективность, широкие технологические возможности и имеющий определенную область рационального применения и потому получающий заметное практическое применение, а станки РОД становятся станками массового спроса.

Осуществление и качественная сторона процесса РОД определяются энергетическими характеристиками катодного и анодного источников тепла на электродах, в частности поверхностной плотностью тепловой мощности, которая возрастает (уменьшается) с увеличением (уменьшением) динамического давления потока, что позволяет легко управлять качеством процесса эрозии, начиная от грубого размерного плавления вплоть до самого тонкого размерного испарения металла.

Физический процесс электрической эрозии в условиях РОД характеризуется стабильным подводом энергии в зону обработки, непрерывным горением дуги и постоянным существованием источников тепла на электродах. Следовательно, при постоянном тепловом воздействии разряда на электроды процесс эрозии протекает непрерывно. При этом физическая природа существования стационарной электрической дуги предполагает дискретный характер ее перемещения по поверхности электродов, а следовательно, и дискретный характер процесса эрозии, что является безусловным свойством дуги.

Стационарная электрическая дуга в поперечном потоке жидкости и нестационарный электрический разряд (искра, импульс) в условиях традиционных способов ЭЭО по энергетической структуре и энергетическим характеристикам, а также по тепловому эффекту воздействия на металл, например по величине зоны термического влияния, в известной мере равноценны. Однако различны технологические возможности этих источников тепла. Как следствие, способ РОД, в отличие от традиционных способов ЭЭО, обеспечивает высокопроизводительную обработку (десятки тысяч мм³/мин) на больших токах (сотни и тысячи ампер) при высоком качестве обработки и глубине зоны термического влияния в пределах сотых долей миллиметра и даже практически при полном ее отсутствии. Примерно вдвое уменьшается энергоемкость процесса.

Процессы металлообработки, основанные на использовании электрических дуговых разрядов различных форм проявления и включающие в себя традиционные способы ЭО, РОД и плазменную обработку, образуют в своей совокупности ЭРО, обладающую широкими технологическими возможностями. Преимущества этих технологий, простота осуществления, достигнутый уровень разработок делают процессы ЭРО высокоэффективной альтернативой традиционным процессам обработки резанием и давлением. Объективно ЭРО – это следующий этап развития металлообработки, когда на смену «эры силы» приходит «эра тепла». При этом именно процесс РОД явился скачком, качественно новым этапом в развитии металлообработки в целом, поскольку изложенные преимущества процессов ЭРО возможно реализовать в полной мере лишь после появления РОД.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носуленко В.И. Электрическая дуга в поперечном потоке среды-диэлектрика как источник тепла для новых технологий // Электронная обработка материалов. 2005. № 2.
2. А. с. 368965 СССР. М. Кл. В 23 Р 1/02. Способ электрофизической обработки металлов / В. И. Носуленко № 1223593/25-8; Заявлено 04.03.68.
3. Носуленко В.И. Розмірна обробка металів електричною дугою: Автореф. дис. д-ра техн. наук: 05.03.07 / Кіровоградський держ. техн. ун-т. Киев, 1999.

Поступила 10.05.04

Summary

The new high-performance way electrophysical sizing machining of metals distinguished of themes is circumscribed, that handling realize by a stationary electrical arc in a transversal stream of a fluid of the appropriate hydrodynamic performances. Is shown, that this process was by a qualitatively new stage in a development of metal working as a whole.

Н.И. Цынцару^{*}, И.В. Яковец^{**}, О.Ю. Келоглу^{*}, В.Г. Звонкий^{**},
С.П. Ющенко^{*,**}, А.И. Дикусар^{*,**}

РАССЕИВАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СТАНДАРТНОГО ЭЛЕКТРОЛИТА ХРОМИРОВАНИЯ ПРИ ОБРАБОТКЕ ПОСТОЯННЫМ И ИМПУЛЬСНЫМ ТОКАМИ

**Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, Кишинев, MD-2028, Молдова*
***Приднестровский госуниверситет им. Т.Г. Шевченко,
ул. 25 октября, 128, Тирасполь, Молдова*

Важным технологическим показателем различных видов электрохимической обработки является распределение локальных скоростей, которое в свою очередь определяется распределением тока (локальных плотностей тока) по обрабатываемой поверхности.

Применительно к процессам электроосаждения, в частности электроосаждения хрома, таким показателем является так называемая рассеивающая способность (РС) электролита, под которой обычно понимается способность электролита (вернее, границы раздела в широком смысле, включая в это понятие и диффузионные слои) изменять первичное распределение тока, обусловленное только геометрическими параметрами. Другими словами, РС характеризует равномерность распределения тока и толщины осадка (скорости электроосаждения) по обрабатываемой поверхности.

Специфической особенностью процесса хромирования при постоянной плотности тока является возрастающая зависимость выхода по току от плотности тока, что приводит к низкой рассеивающей (высокой локализирующей) способности электролита.

© Цынцару Н.И., Яковец И.В., Келоглу О.Ю., Звонкий В.Г., Ющенко С.П., Дикусар А.И. // Электронная обработка материалов, 2005, № 1, С. 17–22.

А.М. Парамонов, Е.А. Пасинковский, А.В. Коваль

К ВОПРОСУ РАСШИРЕНИЯ ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ЛЕГИРОВАНИЯ

*Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

Широкому применению способа электроискрового легирования (ЭИЛ) на практике препятствует его невысокая производительность. Основная причина этого заключается в том, что промышленные установки для ЭИЛ как с неразобщенными, так и с разобщенными генераторами импульсного тока укомплектованы в основном низкочастотными вибраторами.

В установках для ЭИЛ вибраторы служат для периодической коммутации анода с катодом. В таких системах процесс формирования искровых импульсов можно осуществлять в ограниченной пространственно-временной зоне движения электрода, а частота искровых импульсов равняется частоте колебания электрода.

Попытка заменить вибросистему вращающимися электродами показала, что твердосплавный дисковый электрод приводит к большому абразивному износу детали, а качество получаемых покрытий значительно ухудшается. Лучшие результаты получены с применением многоэлектродного вращающегося инструмента на пружинных подвесках [1, 2], а также вращающегося щеточного инструмента. Однако последний применяется при нанесении покрытий из пластичных материалов, таких как серебро, медь, алюминий, и др. Использование многоэлектродного вращающегося инструмента при нанесении покрытий из твердых материалов ограничено ввиду того, что с повышением скорости вращения электроды, ударяясь о деталь, крошатся, а их головки и оправки работают в режиме сильных вибраций уже при скоростях вращения головки 150–250 об/мин. При таких скоростях ее вращения даже при наличии десяти электродов частота формирования синхронных искровых импульсов не превышает 50 Гц.

Вопрос повышения частоты требует специального изучения, так как с повышением частоты вибрации электрода растет его скорость (при прочих равных условиях) и на долю искрового разряда остается все меньшее время [3]. В литературе [4] имеются сведения об оптимальной длительности искровых импульсов, она определена в пределах 10–150 мкс. Однако эти данные были получены при использовании релаксационных генераторов с частотой вибрации электрода, равной 100 Гц, и поэтому требуют дополнительного уточнения.

Из-за отсутствия приемлемых для практического использования аналитических выражений, связывающих формирование покрытий катода с энергетическими параметрами искровых импульсов, разработка технологических процессов упрочнения носит индивидуальный характер и осуществляется практически методом подбора энергетических параметров. Производительность ЭИЛ в режимах, обеспечивающих приемлемое качество покрытий, невысокая. Экспериментальный материал, полученный разными исследователями на различных установках, корректному обобщению не поддается из-за использования большого числа вторичных (не основных) параметров искровых импульсов. Исследования производились без учета влияния движения электрода на распределение импульсного тока между искровой и короткозамкнутой стадиями. Применение неразобщенных источников импульсного тока приводит к появлению дуговых составляющих разряда, часто имеющих значения величин тока 50–150 А.

Однако при ЭИЛ существуют условия, при которых возможно нанесение покрытий толщиной до 300 мкм и более с высокой шероховатостью поверхности.

Поэтому важно отыскать такие параметры регулирования процессом, которые при сохранении необходимых условий для формирования большой толщины позволили бы снизить шероховатость покрытий. Одним из таких путей является снижение энергии импульсов тока при сохранении их интегрального влияния на процесс формирования покрытий за счет увеличения частоты следования импульсов. Практические результаты электроискрового легирования на повышенных частотах [5–7] убедительно доказывают перспективность исследований в этом направлении. Перечисленные вопросы и отсутствие аналитического материала по высокочастотному вибрационному ЭИЛ определили первостепенность анализа расширения частотного диапазона ЭИЛ с учетом пространственно-временных зон движения электрода и ограничений на их сокращение [8].

На процесс переноса материала при ЭИЛ оказывает влияние характер движения электрода (анода). Одной из причин этого является изменение расстояния между электродами во время искрового импульса. Повышение частоты колебания электрода за счет увеличения его скорости может привести к нежелательному распределению энергии импульсов между рабочей стадией (искровой разряд) и стадией короткозамкнутого состояния электродов. При этом энергия, выделяющаяся на стадии короткозамкнутого состояния электродов, не будет участвовать в переносе материала на катод и выделится в разрядном контуре в виде тепла. Для исключения неконтролируемого распределения энергии импульсов тока выполнены исследования пространственно-временных зон движения электрода, определены ограничения на возможное сокращение этих зон. С целью рационального увеличения частоты вибрации электрода и повышения достоверности экспериментальных результатов проведено исследование синхронизации искровых импульсов с движением колеблющегося электрода.

Вначале мы проанализировали характерные пространственно-временные зоны движения электрода с учетом влияния движения вибрирующего электрода на работу генератора искровых импульсов и распределения их энергии в искровом промежутке.

Выделим характерные пространственно-временные зоны движения колеблющегося электрода и с учетом их функциональных нагрузок определим резервы зон и ограничения на их сокращение.

На рис. 1 приведены характерные пространственно-временные зоны движения электрода.

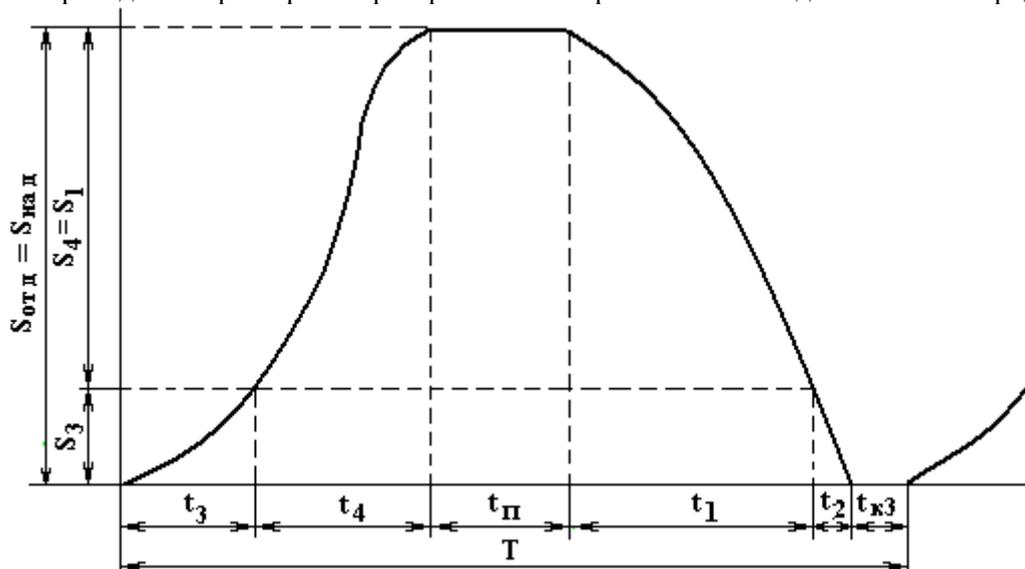


Рис. 1. Пространственно-временные зоны движения электрода

Полное расстояние (S), пройденное электродом за период колебания, состоит из: расстояния, пройденного электродом навстречу детали ($S_{на \delta}$); расстояния, пройденного электродом при движении от детали ($S_{от \delta}$).

При движении электрода навстречу детали, в общем виде пройденное им расстояние равно

$$S_{на \delta} = S_1 + S_2, \quad (1)$$

где S_1 – расстояние, пройденное электродом от крайнего верхнего положения до положения, в котором начинается электрический пробой промежутка; S_2 – пробойное расстояние между электродами для данных параметров искровых импульсов тока.

В свою очередь

$$S_2 = S_2' + S_2'' + S_2''' , \quad (2)$$

где S_2' – расстояние, пройденное электродом за время существования искрового импульса тока; S_2'' – расстояние, пройденное электродом с момента окончания действия искрового импульса тока до момента начала гальванического контактирования электродов; S_2''' – расстояние, пройденное электродом с момента начала гальванического контактирования с деталью до их устойчивого замыкания.

При движении электрода от детали в общем случае пройденное расстояние

$$S_{от \partial} = S_3 + S_4 , \quad (3)$$

где S_3 – расстояние, на котором сохраняются условия существования искрового разряда для данных параметров искровых импульсов тока; S_4 – расстояние, пройденное электродом от момента нарушения условий существования искрового разряда до момента достижения электродом верхнего крайнего положения.

Каждой пространственной зоне движения электрода соответствует временная зона. Для удобства обозначим их соответствующими индексами. В общем случае время движения электрода к детали

$$t_{на \partial} = t_1 + t_2 + t_{кз} , \quad (4)$$

где $t_{кз}$ – время, в течение которого электроды устойчиво замкнуты, а t_2

$$t_2 = t_2' + t_2'' + t_2''' . \quad (5)$$

Время движения электрода от детали

$$t_{от \partial} = t_3 + t_4 + t_{п} , \quad (6)$$

где $t_{п}$ – время пребывания электрода в крайнем верхнем положении.

Период колебания электрода

$$T = t_{на \partial} + t_{от \partial} , \quad (7)$$

либо с учетом (4) и (5)

$$T = t_1 + t_2 + t_{кз} + t_3 + t_4 + t_{п} . \quad (8)$$

Так как период есть величина, обратная частоте вибрации, очевидно, что увеличения частоты колебания электрода можно достигнуть за счет использования резервов вспомогательных временных зон. Однако сокращение времени этих зон можно производить до определенных пределов, так как каждая временная зона выполняет определенные функции.

Проанализируем функции, выполняемые временными зонами, исходя из эквивалентной схемы электроискровых установок (рис. 2) и термобаланса на электродах.

Функции зон $t_1, t_4, t_{п}$

1. В интервале этих зон обеспечивается заряд рабочей емкости.
2. Отвод в пространство тепла, полученного электродом в процессе разряда.

Функции зон t_2, t_3

1. В интервале этих зон может осуществляться электроискровой разряд.

Функции зоны $t_{кз}$

1. Отвод в пространство тепла, полученного электродом в процессе разряда.

2. Для разобренных схем эту зону можно использовать для заряда накопительного конденсатора.

3. Повышение интенсивности диффузионного процесса за счет прогрева пораженной зоны (вариант неразобренной схемы RC).

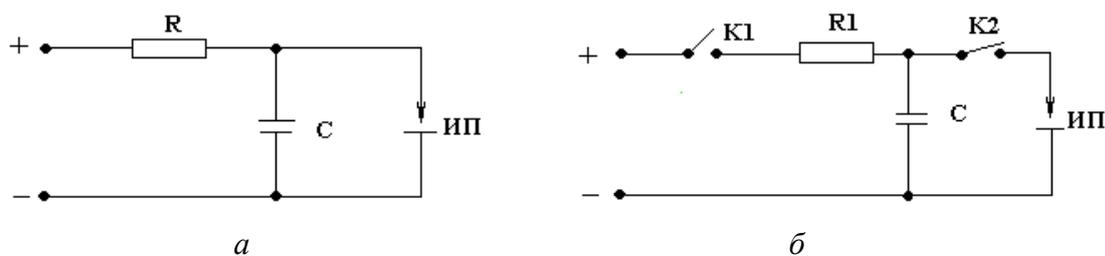


Рис. 2. Эквивалентные схемы электроискровых установок

С учетом вышеприведенных функций рассмотрим вопрос о том, какие обоснованные ограничения можно наложить на сокращение характерных временных зон движения электрода. Эти ограничения необходимо накладывать при решении задачи повышения частоты вибрации электрода.

Очевидно, зоны t_1 , t_4 , t_{Π} могут быть уменьшены до величины, при которой выполняются условия:

$$a) \quad t_1 + t_2 + t_4 > t_{\text{зар}} + t_{\text{ком}}, \quad (9)$$

где $t_{\text{зар}}$ – время полного заряда емкости; $t_{\text{ком}}$ – коммутации ключевого элемента, равное

$$t_{\text{ком}} = t_{\text{вкл}} + t_{\text{выкл}} \quad (10)$$

$$b) \quad E_{\Pi} = E_0 \quad (11)$$

где E_{Π} – энергия, накапливаемая электродом в течение периода; E_0 – энергия, отводимая от электрода в течение периода.

На зону t_2 накладывается ограничение, диктуемое электрическими параметрами разрядного контура, в свою очередь зависящими от технологических требований процесса легирования

$$t_2 \geq t_{\text{раз}} \quad (12)$$

Если соотношение (12) не будет выполнено, часть энергии, запасенной в конденсаторе, будет израсходована во время короткозамкнутого состояния электродов и, не производя полезной работы, выделится в разрядном контуре в виде тепла.

При легировании с формированием искровых импульсов в зоне на нее накладывается ограничение исходя из запаздывания управляющего сигнала с блока управления и времени отпирания коммутатора:

$$t_3 \geq t_{\text{зап}} + t_{\text{вкл}} \cdot \kappa_{\Pi}, \quad (13)$$

где $t_{\text{зап}}$ – время запаздывания сигнала на коммутатор, обусловленное инерционностью устройства, управляющего коммутатором разрядной цепи; $t_{\text{вкл}}$ – время полного отпирания коммутатора разрядной цепи; κ_{Π} – коэффициент приоткрытия коммутатора до состояния, обеспечивающего искровой разряд.

В релаксационных генераторах время заряда конденсатора составляет преобладающую величину времени в периоде и может быть снижено за счет соответствующих схемных решений без ущерба для процесса легирования. Также может быть снижена до минимума и величина времени короткозамкнутого состояния электродов ($t_{\text{кз}}$), так как в этой зоне не переносится материал анода на деталь.

Анализ характерных пространственно-временных зон движения электрода показал, что решение вопроса повышения частоты вибрации электрода можно получить путем сокращения временных зон до пределов, оговоренных в ограничениях.

На основании анализа предложено использовать зону t_3 для формирования в ней второго искрового импульса тока [9]. Этого можно достигнуть при определенных схемных решениях генератора искровых импульсов. Такие решения позволяют дважды за период колебания электрода производить искровые разряды и соответственно повысить производительность процесса легирования [10].

Теперь определим время, в течение которого вибрирующий электрод пребывает в условиях искрового разряда.

Известно, что искровой и дуговой формам самостоятельного электрического разряда присущи свои механизмы и преобладающие полярности переноса материала. Однако четкой грани между указанными формами разрядов в литературе не обнаружено.

Из того факта, что искровой разряд является, как правило, кратковременным, а дуговой – продолжительным, можно сделать вывод, что одно из отличий, вероятно, обусловлено длительностью протекающего через промежуток тока. Тогда повышение длительности импульсного тока может привести к инверсии полярности переноса.

Отсутствии данных по распределению энергии импульсов тока между искровой и короткозамкнутой стадиями при ЭИЛ с вибрирующим электродом оставляет нерешенным вопрос о возможности расширения диапазона импульсов тока по длительности.

Для технически грамотного конструирования экспериментального и производственного оборудования необходимость ясности в данных вопросах очевидна.

Определенные представления о возможности расширения диапазона импульсного тока по длительности при ЭИЛ можно получить, определив время пребывания вибрирующего электрода в условии искрового разряда. Это время (t_2 см. рис. 1), за которое электрод проходит пробойное расстояние.

Распределение энергии импульсного тока между искровой и дуговой стадиями можно определить прямым экспериментом только с учетом результата по измерению t_2 (рис. 3).

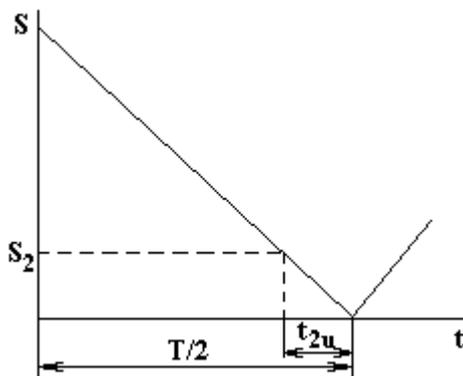


Рис. 3. Измеренное время прохождения электродом пробойного расстояния

Будем искать t_{2P} из соотношения

$$\frac{S_{на \partial}}{S_2} = \frac{T}{2t_{2P}}, \quad (14)$$

полученного из аппроксимированной траектории движения электрода. Условия аппроксимации: $t_{на \partial} = t_{от \partial}$; $t_{кз} = t_{п} = 0$:

$$\frac{dS_{на \partial}}{dt} = \frac{dS_{от \partial}}{dt} = \text{const}.$$

Рассчитаем t_{2P} для случая с характерными в практике ЭИЛ условиями: напряжение на электродах – 250 В; частота вибрации электрода – 100 Гц; амплитуда вибрации электрода – 1,5 мм.

Величину пробойного расстояния $S_{пр}$ найдем, воспользовавшись зависимостью пробойного расстояния от напряжения, подводимого к промежутку [11]. Это расстояние составляет около 3 мкм.

Тогда

$$t_{2P} = \frac{S_2}{2fS_{на \partial}} = 10 \text{ мкс}.$$

Из полученного значения величины t_{2P} следует, что для характерного представителя релаксационных генераторов – установки типа ЭФИ-10М это время составляет лишь 10% от длительности искровых импульсов (см. таблицу).

Параметры установки ЭФИ-10М

Электрические	Технологические					
	Чистовые		Средний	Грубые		
Рабочий ток, (А)	0,5–0,7	0,7–1,2	1,25–1,5	1,5–2,0	2,0–2,5	2,0–2,5
Ток к. з., А	2,5	3,0	3,5	4,5	4,8	5,0
Напряжение, В	15	25	45	75	140	200
Энергия в импульсе, Дж	0,036	0,1	0,32	0,9	3,14	6,4
Ток в импульсе, А	67–144	67–180	133–500	233–833	383–1000	1000–1133
Длительность импульса, мкс	100	100	100	100	100	100
Удельное время легирования, мин/см ²	4–16	3–8	2–8	2–7	1–6	0,5–5
Привес за минуту, мг/(см ² ·мин)	0,8	1,9	3,6	6,7	10,7	14,7

Литературные данные зависимости технологических характеристик легированных поверхностей от электрических параметров импульсов тока не отражают присутствия каких-либо составляющих, кроме электроискровой. Нам представляется, что на данный вопрос можно ответить, проведя непосредственное измерение времени, за которое электрод преодолевает пробойное расстояние.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Золотых Б. Н.* Электроискровой контактный способ упрочнения металлических поверхностей. М.-Л., Госэнергоиздат, 1951.
2. *Фурсов С. П., Гитлевич А. Е., Любчик М. Я. и др.* Электроискровое серебрение // *Электронная обработка материалов.* 1970. № 2. С. 23–27.
3. *Фурсов С. П., Любчик М. Я., Парамонов А. М.* Исследование влияния частоты вибрации легирующего электрода на технологические характеристики при электроискровом легировании // *Материалы докладов VIII научно-технической конференции.* Кишинев, 1972.
4. *Лазаренко Н. И.* Современный уровень и перспективы развития электроискрового легирования металлических поверхностей // *Электронная обработка материалов.* 1967. № 5. С. 46–58.
5. *Верхотуров А. Д., Парамонов А. М., Бондарь В.Т.* Влияние частоты импульсного тока на формирование упрочненного слоя при электроискровом легировании // *Порошковая металлургия.* 1980. № 7 (211). С. 90–94.
6. *Хабибулина Н. В., Фурсов С. П., Запарова З. А., Парамонов А. М. и др.* Применение установок чистового легирования для повышения качества медицинского инструмента // *Электронная обработка материалов.* 1982. № 1. С. 89–90.
7. *Хабибулина Н. В., Пleshкова И. П.* Электроискровое легирование медицинских инструментов // *Всесоюзная конференция по электроискровому легированию металлических поверхностей.* Кишинев, 19–21 октября 1976.
8. *Парамонов А. М.* Технологии и оборудование для высокочастотного вибрационного электроискрового упрочнения деталей и инструмента: Автореф. канд. дис. Киев, КПИ, 1986.
9. *Парамонов А. М., Любчик М. Я.* О влиянии вибрации обрабатываемого электрода при электроискровом легировании // *Тезисы докладов VII конференции молодых ученых Молдавии.* Кишинев: Штиинца, 1970.
10. *Парамонов А. М., Фурсов С. П., Добында И. В.* Способ электроискрового легирования. Авт. свид. № 656793. – Бюл. изобр. и откp., 1979. № 14.
11. *Кошкин Н. И., Ширкевич М. Г.* Справочник по физике. М., 1965.

Поступила 07.09.05

Summary

The analysis of space-time bands of motion of welding rod was conducted. The versions of restrictions are analyzed, which on them are superimposed. The diagrams of data of bands are given.

Ю.Н. Вершинин*, А.М. Гашимов**, Е.Д. Гурбанов**

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ НА СВОЙСТВА И СТРУКТУРУ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

**Институт Электрофизики УрО РАН,
ул. Амундсена, 106, Екатеринбург,*

***Институт Физики НАН Азербайджана
Az-1143, Баку, пр. Джавида, 33*

Изменения электрофизических свойств диэлектрических материалов под воздействием электрических разрядов исследуются давно. Электроразрядная активация поверхности материалов представляет особый интерес по сравнению с механической, химической, температурной модификациями в силу ее применения к материалам, имеющим жесткие ограничения по температуре, сравнительной безопасности работы, исключения из процесса токсичных и взрывоопасных веществ, а также благодаря результатам, с помощью традиционных методов.

Для диэлектрических материалов целесообразно использовать активацию низкотемпературными неравновесными электрическими разрядами – коронным, тлеющим, барьерным, факельным, общее свойство которых – малый расход энергии на нагрев материала. Чем выше степень неравновесности, то есть разница $T_e - T_i$, тем меньше энергии уходит на нагрев газа, то есть вся энергия, получаемая “горячими” электронами от электрического поля, расходуется на процессы ионизации, возбуждения и диссоциации молекул газа или атомов поверхностного слоя материалов. Следует отметить, что неравновесные разряды развиваются в полях высокой напряженности.

Коронный разряд [1] обычно служит генератором зарядов. Для обработки поверхности он малоэффективен из-за малой протяженности и сосредоточенности возле электрода с малым радиусом кривизны.

В технологических процессах активации поверхности полимерных пленок широко применяется барьерный разряд. Он развивается в тонких газовых промежутках, ограниченных с одной или двух сторон диэлектрическим барьером. Межэлектродные промежутки имеют длину от 0,5 до 2–3 мм, частоту напряжения 50–20 кГц. Электрическое поле в зазоре однородное или слабонеоднородное. Физически барьерный разряд представляет собой многолавиновый процесс, развивающийся в полях с высокой напряженностью – от 30 до 70 кВ/см, а энергии электронов в чехле короны и в барьерном разряде составляют от 2 до 15–20 эВ на хвосте распределения, что соответствует электронным температурам от 25×10^3 до 250×10^3 К [2]. Активация барьерным разрядом проводилась в различных газах: воздухе, азоте, кислороде, двуокиси углерода, аммиаке, инертных газах. Обработка поверхности в кислородсодержащих газах более эффективна в силу образования атомарного кислорода и озона [3], в том числе в виде отрицательных ионов $O^- - O_3^-$, которые под действием электростатических сил сразу же после образования прилипают к поверхности диэлектрика.

Факельный разряд в отличие от барьерного и коронного охватывает большие объемы газа и весь межэлектродный промежуток. Физически он представляет собой поток положительных катодонаправленных стримеров в промежутках длиной 2 – 20 см. Особо перспективной является обработка материалов в диспергированном виде, например в виде волокон или порошков. Простота обработки на воздухе без использования камер и откачивающих средств свидетельствует о преимуществах факельного разряда.

Для подготовки поверхности используют тлеющий разряд, который создается в камере при давлении газа 1–15 Па и напряжении в несколько киловольт. Изделия в тлеющем разряде обрабатывают в кислороде, остаточной воздушной среде, в инертных [4–6] или во фторсодержащих газах [7]. Показано, что основными параметрами тлеющего разряда, влияющими на степень обработки, являются давление, плотность тока и время обработки. В [8] указано на наличие максимума в зависимости степени активации от тока разряда. С увеличением времени обработки активность поверхности возрастает, а затем либо не изменяется, либо уменьшается, что может быть связано с разрушением поверхностного слоя. Адгезионные свойства сохраняются от нескольких суток до нескольких лет. В тлеющем разряде обрабатывались образцы стекол С43-2 и ситаллов СТ50-1 в кислороде, остаточном воздухе и в инертных газах. Прирост адгезии в остаточном воздухе был немного ниже, чем в кислороде, в инертном газе он значительно ниже, чем в кислороде и воздухе. Модифицирующее воздействие этого типа разряда связано с двумя механизмами: во-первых, это очистка поверхности от адсорбированных слоев, которые при последующем нанесении покрытий создают слабосвязанную межфазную границу; во-вторых, это ионная имплантация. Использование тлеющего разряда технологически связано с применением откачивающих устройств и герметизацией реакторов, что не всегда приемлемо, особенно при массовом производстве относительно крупногабаритных изделий.

Использование барьерного и факельного разрядов применительно к стекловолокнам приводит к значительной активации поверхности жгутов и улучшению адгезии стекловолокна к эпоксидной смоле. В процессе производства стекловолокон на них наносится парафиновый или политерпеновый замасливатель, содержащий инертные вещества, предохраняющие стекловолокна от механических повреждений и воздействия влаги. Замасливатель сильно снижает смачиваемость и адгезию на границе раздела фаз стекловолокно–связующее [9–10].

Физико-химическая активация поверхностного слоя стекловолокон зависит от их расположения в жгуте относительно активной зоны разряда, времени контакта и физических механизмов взаимодействия разряда и вещества поверхностного слоя. В активной зоне разряда носители заряда, то есть ионы обоих знаков и электроны, под действием полей осаждаются на поверхности волокон – происходит зарядка поверхности. Кинетика зарядки частиц в электрическом поле определяется экспоненциальными уравнениями [11] типа

$$q = Q \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (1)$$

где q – заряд волокна; Q – предельный заряд; t – время зарядки; τ – постоянная времени переходного процесса зарядки. Величина предельного заряда определяется увеличением собственного противоположно заряда при зарядке и разрядными явлениями в самих волокнах. Расчеты зарядов и напряженностей полей для волокон диаметром 13 мкм дают величину предельного заряда на единицу длины провода [11]:

$$Q_{i\delta\alpha\alpha} = \frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon \cdot r E}{1 + (\varepsilon - 1) \cdot \chi_\alpha} = 1 \cdot 10^{-10} \text{ Кл/м}, \quad (2)$$

где r – радиус волокна, E – напряженность поля (для фронта стримера $E = 5 \cdot 10^6$ В/м); χ_α – коэффициент деполяризации, равный отношению напряженности внешнего поля и поля собственного заряда; для диэлектриков в то время, когда заряд близок к предельному, $|E_1| = |E_2|$ и $\chi \sim 1$. При зарядах $Q_{пред}$ электростатические силы вполне достаточны для отталкивания волокон друг от друга, расчетные ускорения $a = F/m$ дают значения $0,1 - 1 \text{ м/с}^2$, что достаточно для отталкивания волокон друг от друга, если нет слипания из-за замасливателей. Постоянная времени зарядки стекловолокон составляет $10^{-4} - 10^{-8}$ с в зависимости от условий стекания зарядов, определяемых удельным сопротивлением поверхностного слоя, влажностью и т.д. Таким образом, и при зарядке стримерами, и при зарядке в электронных лавинах волокна через короткое время приобретают заряды, достаточные для их взаимораствалкивания, что ведет к распушению жгута [12]. Это явление наблюдалось визуально в факельном разряде. Колебательное движение волокон в зоне разряда наблюдалось как при протяжке жгута через нее, так и в статическом положении.

Интегральный эффект активации факельным и барьерным разрядами устанавливается путем измерения некоторых параметров готовых изделий. Активация поверхности стекловолокон непосредственно перед их пропиткой эпоксидным связующим с последующей полимеризацией приводит

к двум эффектам: более полному смачиванию связующим поверхности стекловолокон и более высокой адгезии на межфазной границе волокно–связующее [13]. В связи с этим в ориентированных стеклопластиках, например стержнях с продольным расположением волокон, уменьшается вероятность образования продольных капилляров вдоль границы волокно–связующее. Этот эффект приводит к уменьшению влагопоглощения и увеличению электрической прочности в продольном направлении.

При воздействии на твердые диэлектрики высоковольтных импульсов наносекундной длительности уже необходимо учитывать скорость распространения разряда, параметры состояния плазмы в канале разряда, ее геометрические размеры и т.д. Недостаточно знать только параметры разрядного промежутка d и импульса высокого напряжения. При прямом измерении скорости распространения каналов разряда методом электронно-оптической хронографии было установлено, что скорость звука является пределом для скоростей распространения канала разряда с катода и анода, то есть $V_k < C_0 < V_a$, где V_k – скорость разряда с катода, V_a – скорость распространения разряда с анода, C_0 – скорость звука. Изменение этой границы «сверху» и «снизу» за счет изменения параметров импульса (U , dU/dt) было безуспешным. Механизм перехода от дозвукового первичного канала к сверхзвуковому анодному требует специального изучения. Скорость V_a определяется преимущественно напряжением U_0 и соответствующим ему мгновенным значением dU/dt , а скорость V_k зависит исключительно от величины U_0 . Влияние межэлектродного расстояния d и dU/dt отсутствует [14]. Это может быть связано с неустойчивостью фазовой границы твердого диэлектрика со своим расплавом. Сверхзвуковая скорость изменения кривизны границы при воздействии сверхсильных полей приводит к возникновению ударной волны, которая является следствием бурного энерговыделения за счет инжекции электронов из валентной зоны в зону проводимости и образования комплекса «ударная волна + зона энерговыделения», получившего название электронной детонации. В результате этого возникает плотная неидеальная плазма высокого давления, при саморазрушении которой выделяется энергия, запасенная в ионной подсистеме. Степень ионизации инжектированных электронов будет определяться [15] как

$$\chi_e = \omega \frac{\Delta}{V_a} \quad (3)$$

где $\omega = \frac{n}{N}$ – вероятность ионизации, c^{-1} , n – число электронно-дырочных пар, образующихся в ед. времени ед. объема, N – число валентных электронов в ед. объема. В свою очередь ω зависит от ширины запрещенной зоны и определяется, как

$$\omega = \frac{n}{N} = \frac{(eEd^*)^2}{2\pi h E_{\bar{A}}^*} \exp\left(\frac{Ed^*}{eEd^*} \ln \frac{1}{\alpha}\right) \quad (4)$$

где α – отношение ширины валентной зоны к ширине зоны проводимости, E_d^* и d^* – эффективное значение ширины запрещенной зоны и постоянной решетки при ударном сжатии соответственно.

При сжатии твердых тел зависимость толщины запрещенной зоны от давления соответственно представляется следующей формулой:

$$E_{\bar{A}}^* = E_{\bar{A}_0}^* - \dot{a}_{\delta} \cdot \delta, \quad (5)$$

где $a_p = \gamma \cdot k$ – барический коэффициент, $\ddot{A} \ddot{e} \ddot{I} \ddot{a}^{-1}$; κ – коэффициент сжимаемости; γ – коэффициент пропорциональности.

Эти выражения позволяют количественно оценить в диэлектриках зависимость давления P , вероятности ионизации ω и значение $E_{\bar{A}}^*$ от скорости электронно-детонационной волны. Выявленные закономерности позволяют использовать представления и методы физики высоких плотностей энергии для описания динамики и параметров состояния вещества в канале разряда на фронте перехода при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях его распространения [16]. Очевидно, что скорость этого процесса в различных диэлектрических средах и его «стартовые» параметры (U_0 , dU/dt) представляют особый интерес.

Для корректного количественного учета влияния сжимаемости на процесс инжекции электронов в твердых диэлектриках необходимо провести ряд экспериментов и теоретических исследований. Прежде всего это относится к изучению влияния давления на электронную структуру широкозонных

диэлектриков и позволит более строго определять значения барических коэффициентов a_p . Можно сказать, что в этом случае зависимость будет нелинейной в широком интервале давлений.

Таким образом, в обзоре подведены итоги недавних исследований физики высоковольтных электрических разрядов на переменном напряжении и импульсных разрядов наносекундной длительности и их воздействия на твердые диэлектрики. Рассмотрен механизм активации поверхностного слоя твердых диэлектриков при воздействии различных видов неравновесных электрических разрядов на переменном напряжении и их пробоя при воздействии высоковольтных импульсов наносекундной длительности.

Результаты анализа показали, что из известных механизмов активации при воздействии неравновесных электрических разрядов основная роль в увеличении поверхностной энергии принадлежит зарядке компонентов и образованию полярных групп в веществах, образующих поверхностный слой диэлектриков неомогенного состава. При этом активация веществ на основе парафиновых и политерпеновых соединений связана с появлением полярных групп в реакциях окислительного характера, инициируемых продуктами диссоциации молекул электронным ударом в условиях сильной неравновесности разряда.

Рассмотрен также механизм пробоя твердых диэлектриков при воздействии высоковольтных наносекундных импульсов. Была установлена количественная взаимозависимость между электрическими параметрами процесса, термодинамическими параметрами веществ и физическими свойствами твердого диэлектрика (4), (5). Результаты анализа показали, что учет этого влияния может привести к коррекции существующих и выявлению новых, ранее не учитываемых явлений, происходящих в твердых диэлектриках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джусварлы Ч.М., Горин Ю.В., Мехтизаде Р.Н. Коронный разряд в электроотрицательных газах. Баку: Элм, 1988. С. 144.
2. Джусварлы Ч.М., Вечхайзер Г.В., Леонов П.В. Электрический разряд в газовых включениях высоковольтной изоляции. Баку: Элм, 1983. С. 193.
3. Ройх И.Л., Файнштейн А.И. Механизм активации поверхности при обработке в тлеющем разряде // Физика и химия обработки материалов. 1984. № 5. С. 82–84.
4. Voseen E.H. The preparation of substrates for film deposition using glow discharge techniques // J.Phys., E.Sci.Inst. 1979. V. 12. P. 159–167.
5. Коваленко В.Е., Варченя С.А. Влияние плазмы тлеющего разряда на адгезию металлических конденсаторов к диоксиду кремния и материалам на его основе // Физика и химия обработки материалов. 1988. № 1. С. 63–68.
6. Жаров Б.А., Соловьева О.Н. Особенности воздействия тлеющего разряда на поверхность полимеров // Электронная обработка материалов. 1988. № 5. С. 49–51.
7. Горин Ю.В., Кулахметов Ф.Х. О взаимодействии электрических разрядов со стеклами // Электронная обработка материалов. № 2. 1992. С. 28–30.
8. Ройх И.Л., Колтунова Л.Н., Федосов С.Н. Нанесение защитных покрытий в вакууме. Москва: Машиностроение, 1976. С. 358.
9. Липатов Ю.С. Физическая химия наполненных полимеров. М., Химия, 1977. С. 304.
10. Наполнители для полимерных композиционных материалов. Справочное пособие / Перевод с англ. под ред. П.Г. Бабаевского. М., Химия, 1981. С. 736.
11. Попков Б.И., Глазев М.И. Кинетика зарядки и динамика волокон в электрическом поле. М., Наука, 1976.
12. Гурбанов Э.Д., Мехтизаде Р.Н., Рагимов И.Н., Джалалов К.Х. Влияние диэлектрических волокон на характеристики факельного разряда // Доклады АН Азербайджана. 1994. Т. 50. № 10–12. С. 10–15.
13. Горин Ю.В., Кулахметов Ф.Х., Гурбанов Э.Д. Влияние диэлектрических волокон на характеристики барьерного разряда // Электронная обработка материалов. 1993. № 6. С. 24–26.
14. Вершинин Ю.Н. Соотношение скоростей электрического разряда и звуков в твердом диэлектрике // ЖТФ. 1989. Том 59. Вып. 2. С. 158–160.
15. Вершинин Ю.Н., Ильичев Д.С. Электронная детонация в твердых диэлектриках // ДАН. 1999. Т. 365. № 5. С. 617–620.
16. Вершинин Ю.Н., Ильичев Д.С., Морозов П.А. Влияние ударного сжатия твердых диэлектриков на процесс инжекции валентных электронов в сильных электрических полях // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 1.

Поступила 12.09.05

Summary

The present article is dedicated on researches of nonequilibrium electrical discharges influence on alternating voltage on solid dielectrics properties and theirs break-down mechanisms after influence of the short-time high voltage impulses. Is considered an adhesion and surface energy increase mechanisms on interface of components in compound materials. It is shown an influence of the high voltage nanosecond impulses on solid dielectrics structure and properties. Is presented to quantitative connection between the process electrical parameters, the dielectrics properties and the space-time characteristics of the impulse discharge.

М.К. Болога, И.В. Кожевников

ВЛИЯНИЕ ИЗОЛЯЦИОННОГО ПОКРЫТИЯ НА ПРОЦЕССЫ ЗАРЯДООБМЕНА МЕЖДУ ЭЛЕКТРОДОМ И ЖИДКОСТЬЮ

*Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

Процессы зарядообмена на границе электрод–жидкость в значительной степени определяют эффективность работы электрогидродинамических (ЭГД) насосов. Обоснования этих процессов различны [1–3]. Но единым является стремление обеспечить более интенсивные процессы ионизации среды на электроде–эмиттере, в частности путем использования асимметричных электродов или введения определенных присадок в рабочую жидкость; управлять этими процессами возможно также методом нанесения изоляционного покрытия на коллектор или эмиттер.

Для исследования влияния диэлектрического покрытия на структуру ЭГД-течений в межэлектродном промежутке и соответственно на интенсивность сквозной прокачки ЭГД-насоса использовалась экспериментальная установка (рис. 1).

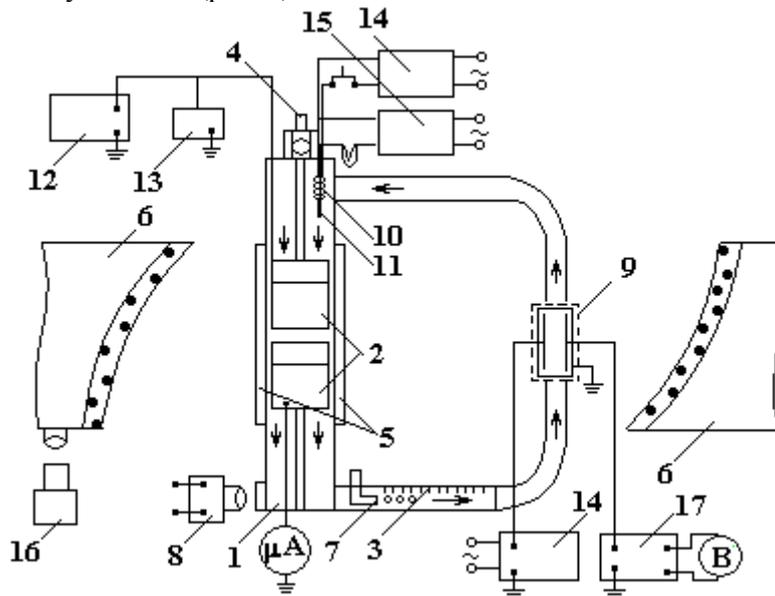


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования структуры ЭГД-течений теневым методом. 1 – канал; 2 – электроды; 3 – замкнутый трубопровод; 4 – микрометрический столик; 5 – оптические стекла; 6 – теневой прибор ИАБ-451; 7 – капилляр; 8 – осветитель; 9 – ячейка для измерения проводимости; 10 – омический нагреватель; 11 – термонара; 12 – высоковольтный источник; 13 – киловольтметр; 14 – источник постоянного тока; 15 – милливольтметр; 16 – кинокамера; 17 – усилитель малых токов

В прозрачном канале 1 установлена система электродов 2 типа «лезвие–лезвие», ориентированных в одной или разных параллельных плоскостях ребрами противоположно друг к другу. Расстояние между электродами и плоскостями, в которых они расположены, варьировалось с помощью микрометрического столика 4.

Для визуализации ЭГД-течений теневым методом боковые стенки канала 1 выполнены из оптических стекол 5. В замкнутом стеклянном трубопроводе 3 устанавливался капилляр 7 для ввода меток – воздушных пузырей (диаметром 0,1 мм), подсветка которых осуществлялась осветителем 8.

Проводимость рабочей среды в ячейке 9 измерялась по методике, предложенной в [3]. Термические неоднородности в жидкости создавались омическим нагревателем 10. Импульсно нагретый на 1°С объем жидкости (измерения проводились термопарой 11) втягивался в межэлектродный промежуток и визуализировался теневым прибором 6. Возможности влияния температурной неоднородности на характеристики ЭГД-течения исследованы в [4], показано, что при использованных градиентах температуры такого воздействия не наблюдается. Напор, создаваемый ЭГД-насосом, измерялся с помощью пьезометров, установленных на входе и выходе трубопровода 3.

Теневые картины ЭГД-течений в межэлектродном промежутке регистрировались кинокамерой. Одновременно измерялась максимальная скорость движения пузырьков воздуха в трубопроводе 3. На основе этих данных при ламинарном течении определялся расход рабочей среды $G = 0,5 \cdot V_{\max} \cdot S$, где V_{\max} – максимальная скорость жидкости; S – площадь сечения трубопровода. Эксперименты проводились с чистым трансформаторным маслом и с раствором бутилового спирта, что позволило варьировать электропроводность в интервале $\sigma = 10^{-11} - 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Подготовка эксперимента начиналась с заполнения установки предварительно очищенным трансформаторным маслом. Подавалось необходимое напряжение, и в течение 1,5–2 часов рабочая среда подвергалась воздействию электрического поля, до выхода тока утечки на квазистационарное состояние. При сквозной прокачке устанавливался капилляр таким образом, чтобы траектория движения воздушных пузырьков совпадала с центральной осью трубопровода. Отметим, что пузыри диаметром менее 0,1 мм не оказывают существенного влияния на ЭГД-течение [3].

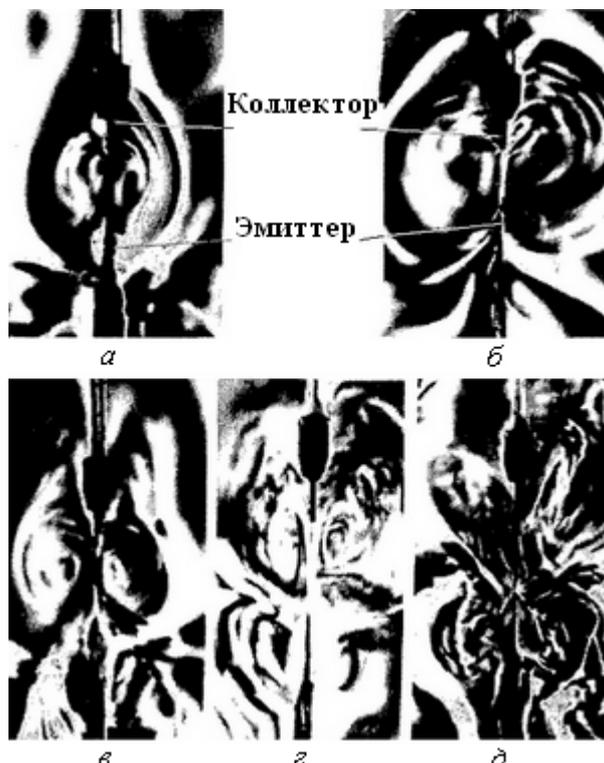


Рис. 2. Структуры ЭГД-течений в трансформаторном масле при напряжениях, кВ: а – 6; б – 9; в – 14; з – 20; д – 30

На рис. 2 приведены структуры ЭГД-течений для системы электродов «лезвие–лезвие» в чистом трансформаторном масле ($\sigma = 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) при различных напряжениях. Межэлектродное расстояние $d = 1,0$ см. При отрицательной полярности эмиттера $U = 6$ кВ (рис. 2,а) течение в виде двух симметричных ячеек замкнуто в межэлектродном промежутке, и сквозная прокачка отсутствует. С

повышением напряжения $U \geq 9$ кВ (рис. 2,б,в) симметричные ячейки смещаются в сторону заземленного электрода (коллектора). Около эмиттера (лезвие) (рис. 2,з) возникают две дополнительные ячейки. По мере увеличения напряжения до $U = 30$ кВ происходит вытягивание ячеек вдоль коллектора, затем – турбулизация потока (рис. 2,д). При этом наблюдается повышение интенсивности выбросов трансформаторного масла за пределы межэлектродного промежутка. Скорость сквозной прокачки жидкости незначительна, велика интенсивность возвратных течений. В части интерпретации этих результатов можно отметить, что образовавшиеся ионы на эмиттере под действием кулоновских сил устремляются в направлении коллектора. Часть из них выбрасывается за межэлектродный промежуток, а другая, не успевшая перезарядиться, увлекается возвратным течением в сторону эмиттера. Не «долетая» до него под действием кулоновских сил, они вновь двигаются к заземленному электроду. С повышением напряжения сила, действующая на ионы, возрастает, уменьшается расстояние, пройденное ими в направлении эмиттера, наблюдаются смещение и вытягивание ячеек вдоль коллектора.

Нанесение изоляционного покрытия на переднюю часть заземленного электрода увеличивает масштаб ячеек и способствует формированию только двухячейковой структуры (рис. 3). Диэлектрическое покрытие снижает скорость ионообразования на коллекторе и рекомбинацию на нем ионов знака потенциала эмиттера.

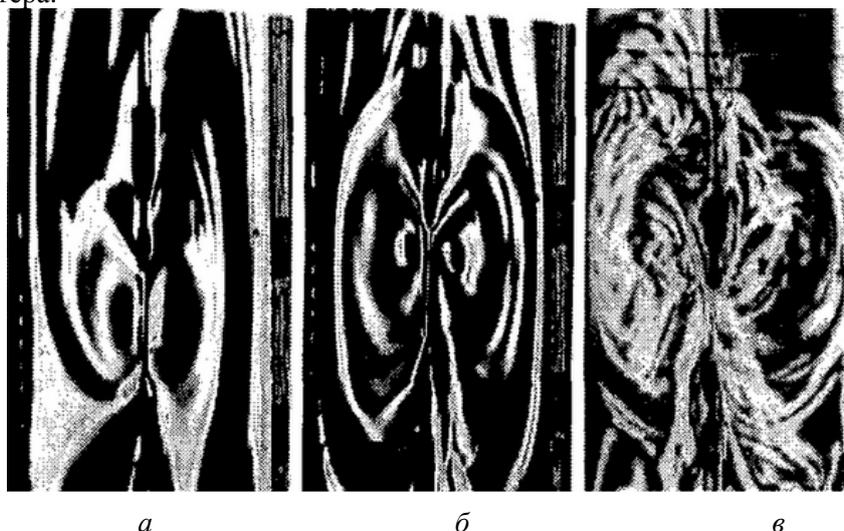


Рис. 3. Структуры ЭГД-течений в трансформаторном масле с изоляционным покрытием коллектора при напряжениях, кВ: а – 9; б – 14; в – 30; d = 10 мм

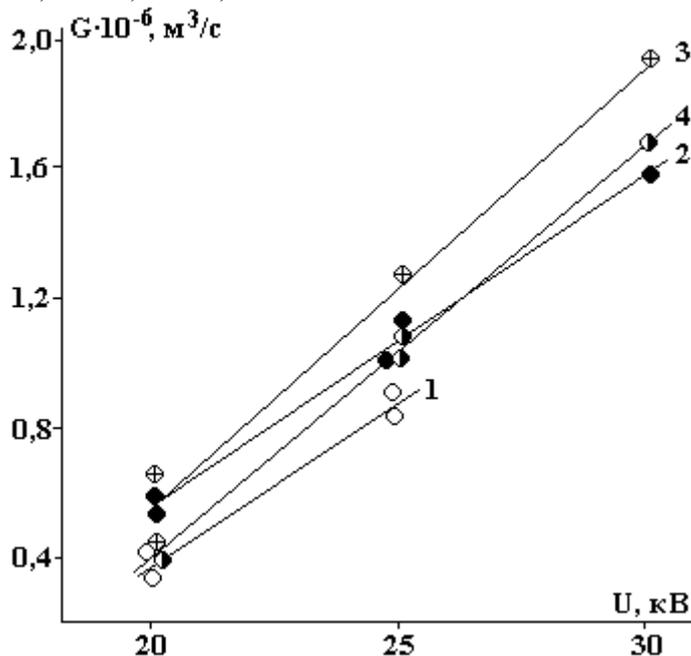


Рис. 4. Зависимость расхода трансформаторного масла от напряжения при различных расстояниях между электродами. d, мм: 1 – 2,3; 2 – 3,3; 3 – 5,0; 4 – 7,3; $\delta = 5,0$ мм

Сужение канала δ в межэлектродном промежутке и уменьшение расстояния между электродами увеличивает интенсивность сквозной прокачки. На рис. 4 приведены зависимости расхода жид-

кости (в трубопроводе 3) от напряжения при различных расстояниях между электродами. Оптимальный промежуток между электродами, обеспечивающий максимальный расход, составляет 3,3–5 мм. При $d = 1,2$ мм прокачка практически отсутствует. На коллекторе с изоляционным покрытием накапливается избыток ионов знака эмиттера, часть из которых стекает, увлекая жидкость вдоль изоляции к оголенной части коллектора. Оставшиеся заряды противодействуют движению ионов того же знака от эмиттера. Этот эффект сильно проявляется при малых d (кривая 1, рис. 4).

Характер ЭГД-течений изменяется при нарушении симметричности (расположения в одной плоскости) электродов. По мере смещения эмиттера к стенке двухячейное движение переходит в одноячейное и возрастает интенсивность сквозной прокачки от $1,5 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-6}$ м³/с. При этом происходит перераспределение электрических силовых линий в сторону близлежащей боковой поверхности коллектора, снижается влияние избыточного заряда у изолированной его части на ЭГД-течение, вследствие чего формируется более стабильное одноячейное движение, благодаря которому дополнительно усиливается эффект подсосывания со стороны входного патрубка канала и выброса рабочей среды из межэлектродного промежутка.



Рис. 5. Структуры ЭГД-течений в 13% растворе бутилового спирта в трансформаторном масле при различных напряжениях, кВ: а – 7,5; б – 25; в – 20

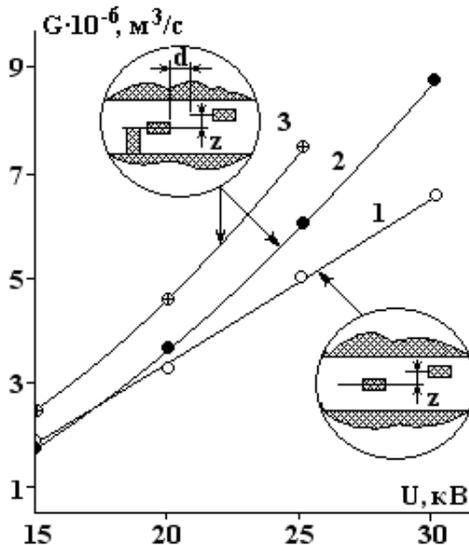


Рис. 6. Зависимость расхода рабочей жидкости от напряжения: d , мм: 1, 2 – 3; 3 – 2; $z = 2$ мм, $\sigma = 3,1 \cdot 10^{-10}$ Ом⁻¹·м⁻¹

Аналогичная картина наблюдается в растворе бутилового спирта в трансформаторном масле (рис. 5). При $U = 20$ кВ происходит флукутирование центральной струи вдоль поверхности коллектора. С повышением напряжения ЭГД-течение стабилизируется, ячейки уменьшаются и смещаются к коллектору (рис. 5,б). Изменение соосности электродов (рис. 5,в) приводит к одноячейному движению. Интенсивность сквозной прокачки уменьшается от $6,5 \cdot 10^{-6}$ до $4 \cdot 10^{-6}$ м³/с, что может быть объяснено втягиванием рабочей среды в межэлектродный промежуток с противоположной стороны коллектора (по отношению к эмиттеру) (рис. 5,в). Подтверждением этого являются зависимости, приве-

денные на рис. 6. С перекрытием канала со стороны удаленной (по отношению к эмиттеру) боковой поверхности коллектора существенно повышается скорость потока в замкнутом контуре, особенно с ростом напряжения (кривые 1 и 2). При этом характеристики насоса улучшаются по мере уменьшения расстояния между электродами (кривые 2 и 3). Увеличивается напряженность электрического поля на кромке эмиттера, усиливается ускоряющее воздействие на заряженную среду боковой поверхности коллектора, ближайшей к эмиттеру. Это воздействие значительно возрастает с изменением угла между коллектором и плоскостью стенки канала до 9 градусов, как показано на рис. 7. Повышается расход жидкости по внешнему контуру (кривая 3 рис. 6 и кривая 2 рис. 7), максимальное значение которого достигается при проводимости среды, равной $6,1 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ (кривая 3). В то же время экстремальное значение коэффициента полезного действия η наступает при $\sigma = 3 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ и по величине не превышает 10%. С уменьшением межэлектродного расстояния, так же как и выше, увеличивается интенсивность сквозной прокачки (кривые 4, 5, 6), но изменяется характер зависимости $\eta = f(U)$ (кривые 4, 5, 6 рис. 4, 8), которая при $d = 2; 3 \text{ мм}$ монотонно возрастает, а при $d = 1 \text{ мм}$ сначала возрастает, затем в интервале (20÷30 кВ) имеет постоянное значение. То есть основная часть энергии, подводимая к ЭГД-наосу, затрачивается на джоулев разогрев рабочей среды.

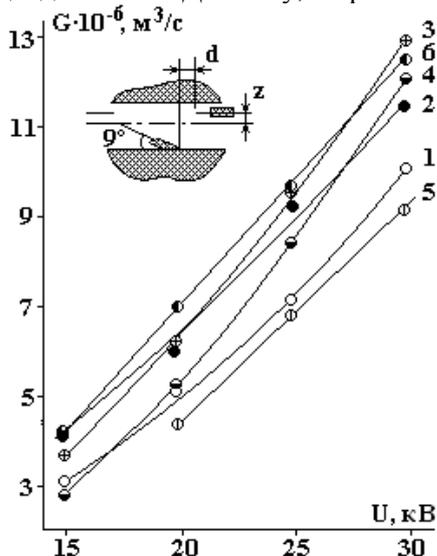


Рис. 7. Зависимость расхода жидкости от напряжения при различных проводимостях рабочей среды и расстояниях между электродами, σ , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$: 1 – $1,3 \cdot 10^{-10}$, 2 – $3 \cdot 10^{-10}$, 3 – $6,1 \cdot 10^{-10}$, 4 – $1,2 \cdot 10^{-9}$, $d = 2 \text{ мм}$; 5 – $1,1 \cdot 10^{-9}$, $d = 3 \text{ мм}$; 6 – $1,1 \cdot 10^{-9}$, $d = 1 \text{ мм}$, $z = 2 \text{ мм}$

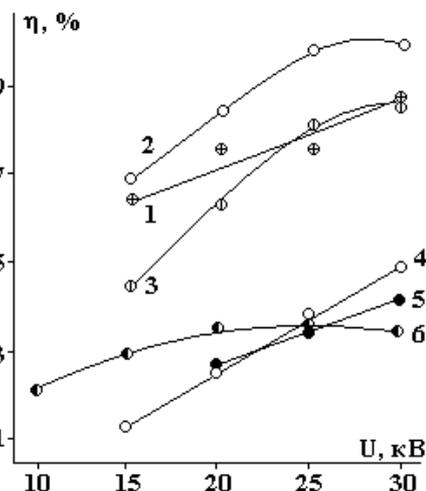


Рис. 8. Зависимость коэффициента полезного действия от напряжения при различных σ и d . σ , $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$: 1 – $1,3 \cdot 10^{-10}$, 2 – $3 \cdot 10^{-10}$, 3 – $6,1 \cdot 10^{-10}$, 4 – $1,2 \cdot 10^{-9}$, $d = 2 \text{ мм}$; 5 – $1,1 \cdot 10^{-9}$, $d = 3 \text{ мм}$; 6 – $1,1 \cdot 10^{-9}$, $d = 1 \text{ мм}$

Таким образом, в работе показано, что применение изоляционного покрытия позволяет управлять процессами на границе электрод–жидкость и, как следствие, – повысить эффективность и производительность ЭГД-наоса. Последнее существенно зависит от взаимного расположения электродов и электропроводности рабочего вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов А.А., Нагорный В.С. Электро- и электрогидродинамические устройства автоматики. Л., 1979.
2. Остроумов Г.А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М., 1979.
3. Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л., 1989.
4. Стишков Ю.К., Остапенко А.А., Петрова З.М. Влияние размеров и температуры активного электрода на кинематику ЭГД-течений // Сб. трудов агрофиз. ин-та. Вып.3. Л., 1980. С. 60–64.

Поступила 12.08.05

Summary

The influence of dielectric coating on structure of EHD flows in the interelectrode gap as well as on the intensity of pumping, visualized by means of shadow method, is investigated. Parameters of the channel, electric conductivity of the working medium, interelectrode gap width, as well as their reciprocal location have been optimized that allowed to increase the efficiency of EHD pump.

ОДНОМЕРНЫЕ ЗАДАЧИ РАСЧЕТА ПРЕДПРОБОЙНЫХ АМПЕР-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛАБОИОНИЗОВАННЫХ СРЕД

*Институт Теплофизики Экстремальных Состояний РАН,
ул. Ижорская, 13/19, 125412, Москва*

Введение

Впервые отклонения от закона Ома для слабоионизованных твердых сред в предпробойных постоянных по времени приложенных полях плоского конденсатора экспериментально обнаружил Пауль [1]. В слабодиссоциирующих жидких средах аналогичные отклонения были экспериментально зарегистрированы Вином с сотрудниками на 10 лет позже. В слабопроводящих газах нелинейные отклонения от закона Ома также эмпирически давно установлены.

Теоретически экспоненциальный рост проводимости рассматриваемых сред с ростом модуля напряженности электрического поля обосновал, в частности, Френкель [2], используя уравнение арениусовского типа для объемной скорости ионизации. При этом переход зависимости скорости ионизации от температуры и модуля предпробойной напряженности электрического поля к соответствующей термодинамической зависимости проводимости осуществлялся при постулировании макроскопического ионизационного равновесия в предпробойных полях наряду с локальным термодинамическим. Онзагер, получив математически близкое к френкелевскому выражение для зависимости предпробойной скорости диссоциации слабых электролитов от напряженности поля методами физической кинетики, постулировав выполнение закона действующих масс, теоретически обосновал электрохимический эффект Вина для таких электролитов.

Автором статьи на основе полученных ранее дифференциальных уравнений предпробойного зарядообразования в жидких и газообразных слабопроводящих средах показано (например, в [3]), что для применения формул Френкеля и Онзагера в исследуемых средах достаточно выполнения плазменного условия их квазинейтральности.

При этом в случае плоского высоковольтного конденсатора стационарная экспоненциальная вольт-амперная характеристика, подтверждаемая экспериментами, автоматически следует из френкелевской формулы для проводимости и закона сохранения заряда. Вид этой трансцендентной зависимости будет приведен ниже. В случае сферического конденсатора для определения пространственного распределения установившегося потенциала электрического поля в межэлектродном промежутке из этого закона получается обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка.

Из аналитического решения такого уравнения, полученного в [4], следует линейность вольт-амперной характеристики в слабых полях и ее квадратичность в предпробойных, что также согласуется с результатами экспериментов разных авторов. Впервые теоретически квадратичность в случае резкого отклонения от квазинейтральности для слабоионизованных газов, видимо, была получена Таунсендом. В случае высоковольтного цилиндрического конденсатора аналогичная задача сводится к аналитически неинтегрируемой, в то время как в таунсендовском случае предпробойной униполярной проводимости аналитически интегрируемой является цилиндрически симметричная задача, а неинтегрируемой – сферически симметричная. Поэтому для исследуемого квазинейтрального случая в [5] описан разработанный алгоритм численного интегрирования при цилиндрической геометрии высоковольтных электродов и френкелевской проводимости.

Результаты расчета, установившиеся после подачи на электроды высокого напряжения от источника постоянного тока вольт-амперных характеристик по этому алгоритму, представленные в [5], подтвердили как их линейность в слабых полях, так и квадратичное отклонение от закона Ома в предпробойных. Поэтому при таких отклонениях актуальными являются нестационарные задачи расчета предпробойных ампер-временных характеристик рассматриваемых сред при наложении силь-

ного электрического поля от высоковольтного источника постоянного напряжения до установления стационарного режима наряду с аналогичными задачами в случае источника переменного напряжения. Результаты измерений таких характеристик описаны, например в [6]. Образование объемного заряда в среде [4] происходит в предпробойных полях и до установления совокупности электрогидродинамических характеристик. При этом установившаяся проводимость может оказаться как таунсендовской униполярной [7], так и квазинейтральной плазменного типа, исследуемой ранее [3, 4] и в настоящей работе. Результат обоснован автором статьи в случае сред с двумя сортами противоположно заряженных частиц, например в [8]. В работе также используется теоретическая модель с двумя сортами заряженных частиц.

Теоретическая модель и предварительные результаты

Для объемных концентраций зарядов и примесей выполняются следующие неравенства в случае слабопроводящих неочищенных сред:

$$\begin{cases} n_{\pm} \ll n_a; \\ n_p \ll n_a. \end{cases} \quad (1)$$

Первое из неравенств (1) можно считать условием слабой ионизации или диссоциации, а также одним из условий слабой проводимости рассматриваемых сред. При этом предполагаем, что скорость объемной ионизации или диссоциации является известной термодинамической функцией концентрации нейтралов и примесей, а также температуры и величины напряженности электрического поля. Кроме того, рекомбинацию зарядов предполагаем двухчастичной:

$$W_I = W_I(n_a, n_p, T, |E|) = W_I(n_a, n_p, T, 0) f(|E|); \quad (2)$$

$$\begin{cases} W_r = K_r n_+ n_-; \\ K_r = \frac{(b_+ + b_-) |e|}{\varepsilon \varepsilon_0}. \end{cases} \quad (3)$$

Выражение, используемое для K_r , получено Ланжевенем в 1903 г., а в 1934 г. – Онзагером только для слабых электролитов. Онзагер теоретически обосновал слабое влияние предпробойных макроскопических электрических полей, самосогласованных с полем образующегося в физически бесконечно малом объеме нескомпенсированного заряда на величину коэффициента такой двухчастичной рекомбинации, в отличие от их достаточно сильного влияния на коэффициент обратной рекомбинации реакции – диссоциации рассматриваемых им слабых жидких электролитов.

Формула Ланжевена применима и для плотных газов с химическими реакциями, а также для твердых слабопроводящих квазинейтральных сред, в которых ионная проводимость бесконечно малого физического объема значительно сильнее соответствующей электронной. Такая проводимость может быть обусловлена наряду с диссоциацией нейтральных молекул с ионными химическими связями ионизацией нейтралов с соответствующими ковалентными связями по причине отрыва электрона от атома одной нейтральной частицы с достаточно низким потенциалом ионизации и его прилипанием к другой, атом которой обладает достаточно высокой энергией сродства к свободному электрону.

Для коэффициента диффузии зарядов используем известное соотношение Нернста-Эйнштейна:

$$D_{\pm} = \frac{k_B T b_{\pm}}{|e|}. \quad (4)$$

Для математической функции, описывающей скорость роста ионизации или диссоциации среды либо ее примесей в предпробойных макроскопических электрических полях, самосогласованных с полем итогового электрического заряда, образующегося в таких полях и в бесконечно малом физическом объеме, используем известное выражение, полученное Френкелем в [2]:

$$f(\vec{E}) = \exp(\beta |\vec{E}|^2); \quad \beta = \frac{3}{\sqrt{\pi \varepsilon \varepsilon_0} k_B T}. \quad (5)$$

В этих условиях система уравнений зарядообразования при равных по величине подвижностях положительных и отрицательных зарядов выведена для исследуемых слабопроводящих жидкостей и плотных газов в [4]. При таком выводе в используемых макроскопических уравнениях неразрывности с учетом рождения и гибели заряженных компонент их смеси с нейтралами осуществля-

лось простое математическое преобразование от переменных n_{\pm} к новым электрофизическим локальным переменным бесконечно малого физического объема. А именно, к переменным плотности объемного заряда, образующегося в рассматриваемой среде при наложении сильных приложенных электрических полей, пропорционального разности объемных концентраций зарядов с коэффициентом, равным кратности (валентности) $q = (n_+ - n_-)e$ и проводимости вплоть до электрического пробоя всей среды $\sigma = (n_+ + n_-)be$. Уравнения макроэлектродинамики выглядят так:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla q) - \frac{k_B T b}{|e|} \Delta q + (\vec{E}, \nabla \sigma) = -\frac{q\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad \Delta \phi = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (6a)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla \sigma) + b^2 (\vec{E}, \nabla q) - \frac{k_B T b}{|e|} \Delta \sigma - \frac{\sigma^2}{\varepsilon \varepsilon_0} \exp(\beta |\vec{E}|/2) + \frac{\sigma^2}{\varepsilon \varepsilon_0} = 0. \quad (6b)$$

Электродинамические уравнения (6) следует замкнуть гидродинамическими или газодинамическими в зависимости от состава рассматриваемой среды. Уравнение типа принятых в литературе общих дифференциальных макроскопических уравнений неразрывности, которое следует из закона сохранения всей массы среды или, при нами выписанных выше условиях (1), ее нейтральной компоненты, запишем для несжимаемых сред так:

$$\text{div } \vec{V} = 0. \quad (7)$$

Уравнение неразрывности в случае (7) достаточно дополнить только уравнением для импульса, не рассматривая при этом уравнение энергии.

Выпишем импульсное уравнение в виде уравнения переноса вихрей

$$\vec{\chi} = \text{rot } V, \quad (8)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{\chi}}{\partial t} - \rho (\vec{\chi}, \nabla) \vec{V} - \rho \nu \Delta \chi = [\nabla q, \vec{E}]. \quad (9)$$

Начальные общие условия для выписываемых уравнений следующие:

$$q(t=0) = V(t=0) = 0; \quad \sigma(t=0) = \sigma_0. \quad (10)$$

Аналитическое решение для распределения потенциала высоковольтной сферы получено автором работы из выписанных уравнений в [4] при вычисленных условиях квазинейтральности рассматриваемых слабопроводящих сред и слабым влиянии гидродинамики на электродинамику. Решение выглядит таким образом:

$$\phi(r) = \left(\frac{I}{4\pi\sigma_0} \right)^2 \left[\frac{8}{\beta} - \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\tau \sigma_0}} (|\vec{E}|^2 + \frac{8}{\beta}) \right]. \quad (11)$$

$$|\vec{E}| \exp\left(\frac{\beta}{2} |\vec{E}|^2\right) = \frac{I}{4\pi\sigma_0 r^2}; \quad |\phi(r_0)| = U.$$

Для распределения установившегося или квазистационарного электрического потенциала в межэлектродном промежутке сферического высоковольтного конденсатора трансцендентное аналитическое решение при френкелевской проводимости выглядит примерно так же. Эти же решения можно получить при условиях квазинейтральности и из более сложной системы уравнений, выведенной автором статьи при разных подвижностях положительных и отрицательных зарядов и в условиях слабого влияния на эти кинетические коэффициенты предпробойного электрического поля. Для высоковольтного цилиндрического конденсатора такая же задача аналитически не решается, хотя формула для напряженности поля близка к формуле для этой характеристики в случае высоковольтного сферического конденсатора или одиночной высоковольтной сферы. В случае плоского конденсатора электрическое поле вне приэлектродных погранслоев нарушения квазинейтральности электрических зарядов остается однородным при выводе уравнения для E . Это показано в предыдущих работах автора статьи, а также в публикациях других авторов.

Вместе с тем в случае сильного отклонения от квазинейтральности в предпробойных полях нарушаются, как показано, например, в [7], и однородность таких полей во всем межэлектродном промежутке для плоских, и их лапласовость для любых конденсаторов. Поэтому в случае высоковольтного постоянного напряжения только в условиях квазинейтральности предпробойная вольт-

амперная характеристика в начальные моменты времени при наложении такого напряжения на электроды плоского конденсатора легко рассчитывается по ампер-временной характеристике.

В случаях сферического и цилиндрического конденсаторов соответствующие квазинейтральным условиям одномерные задачи расчета предпробойных ампер-временных характеристик до их установления (в отличие от случая плоского конденсатора) аналитически не решаются даже при использовании такого же постоянного напряжения. В работе ограничимся только анализом полученного аналитического решения выписываемых уравнений, описывающего временную эволюцию проводимости рассматриваемых сред в межэлектродном промежутке высоковольтного плоского конденсатора. Поле в этом случае сохраняется однородным вне приэлектродных погранслоев, в которых квазинейтральность рассматриваемых сред при предпробойных режимах нарушается.

Ампер-временная характеристика в случае поля высоковольтного плоского конденсатора, приложенного к рассматриваемой среде, по такой трансцендентной зависимости проводимости от времени рассчитывается достаточно легко.

Кроме того, отметим, что так как в работе не учитывается влияние гидродинамики на электродинамику, то описываемые результаты можно использовать и для случая твердых слабопроводящих сред. Но общая же система макроскопических уравнений предпробойного зарядообразования в твердых диэлектриках должна отличаться от системы, выписываемой в работе для жидкостей и газов. В ней должны содержаться члены, описывающие деформацию твердого заряженного элементарного объема в сильном электрическом поле, а не перенос зарядов движущейся жидкой или газообразной средой. Меняются в связи с этим и общие условия, при которых влияние аналога гидродинамики (где вместо тензора скоростей деформаций определяющим является тензор деформаций) на предпробойные электродинамические процессы в твердых диэлектриках слабое. Поэтому условия применимости полученных результатов к случаю твердых слабопроводящих диэлектриков представляют самостоятельный интерес и не анализируются.

Не рассматривается в работе и случай разреженных газов, для которого влияние сильного электрического поля на подвижности заряженных компонент следует учитывать. Здесь же эти кинетические коэффициенты считаются, как, например, в [9–11], константами. При нагреве рассматриваемых сред вплоть до температур низкотемпературной плазмы следует учитывать влияние температуры на подвижности зарядов.

В более проводящих по отношению к рассматриваемым средам сильных электролитах эффект Вина, согласно [12], обусловлен влиянием предпробойных полей не на концентрации ионов, как в слабых электролитах по [11], а на кинетические коэффициенты. В рассматриваемых средах влияние предпробойных полей на проводимость обусловлено, как и в слабых электролитах, увеличением концентраций их заряженных компонент с усилением внешних воздействий.

Эмпирическая вольт-амперная характеристика для рассматриваемых сред в случае высоковольтного плоского конденсатора известна как кривая Никурадзе [13], состоящая из омического участка при низких полях типа плато, где ток не меняется с ростом напряжения и экспоненциального в предпробойных полях (см. рис. 1). В ряде случаев участок типа плато отсутствует.

Именно результаты последних экспериментов в случае плоского конденсатора подтверждают формулу расчета стационарной или установившейся предпробойной вольт-амперной характеристики в условиях френкелевской квазинейтральности рассматриваемых сред. Ее можно легко получить из соответствующего интеграла одномерного уравнения сохранения заряда в дифференциальной форме. Эта зависимость выглядит следующим образом:

$$\sigma_0 \frac{U}{d} \exp \left[\frac{\beta}{2} \left(\frac{U}{d} \right)^{\frac{1}{2}} \right] = \frac{I}{S}. \quad (12)$$

Аналитическое решение для случая высоковольтного плоского конденсатора

Как показано в [9], условием того, что система электродинамических уравнений типа (6) отщепляется от системы гидродинамических типа (7)–(9), является условие $Re_q \ll 1$. Здесь, как и в [9], электрическое число Рейнольдса Re_q равно отношению характерной скорости течений среды к соответствующей скорости дрейфа ее зарядов в электрическом поле. Например, в [3] показано, что отщепление вне квазинейтральных погранслоев осуществимо и при соизмеримости таких скоростей. При этом с учетом уже полученных аналитических или численных решений дифференциальных электродинамических уравнений типа (6) можно для некоторых условий не решать, а использовать

уже известные решения гидрогазодинамических уравнений с достаточно большими скоростями течений рассматриваемых сред. Например, в [4] для описания струйных течений слабопроводящих сред от тонких высоковольтных электродов использовались аналитические решения типа решений Ландау-Слезкина и Шлихтинга для затопленных гидродинамических струй.

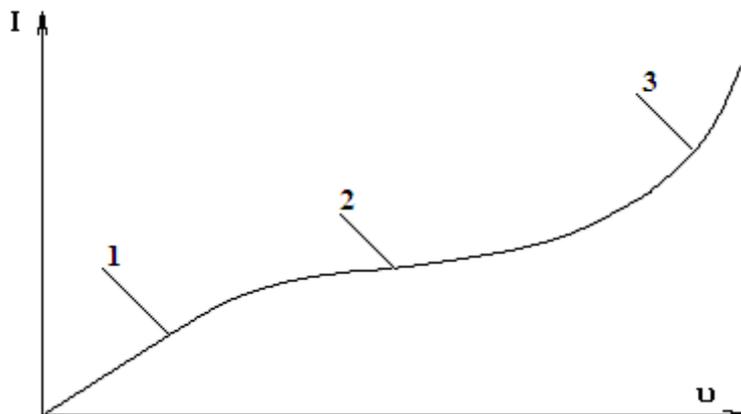


Рис. 1. Кривые Никурадзе для вольт-амперных характеристик в системах высоковольтных электродов для плоских конденсаторов и слабопроводящих сред по [13]. 1 – линейный участок для слабых полей; 2 – участок тока насыщения; 3 – нелинейный участок типа экспоненты для предпробойных полей плоских электродов

В то же время в [13] при малых электрических и гидродинамических числах Рейнольдса для анализа ползущих предпробойных течений в плоском конденсаторе использовались решения типа вихря Хилла. Такой способ правомерен, в частности, в случаях резкого убывания плотностей ponderomotorных сил с ростом расстояния от высоковольтных электродов. Тогда электродинамические характеристики влияют только на исходные условия при расчетах гидродинамических. В случае сильно неоднородных полей резкое убывание сил обосновано теоретически в предыдущих публикациях автора настоящей работы, например в [14], а в случае предпробойных приложенных полей плоского конденсатора – экспериментально в [15].

Гидродинамическое число Рейнольдса Re , определяемое, как и в соответствующей литературе, может быть как малым, так и большим по [4]. Переход же к турбулентности при $Re \gg 1$ здесь, как и в предыдущих статьях, не рассматривается. Независимо от структуры вихревых течений в межэлектродном промежутке плоского конденсатора электродинамическим уравнениям (6) удовлетворяет достаточно простое частное решение:

$$J = \sigma S U / d, q = 0, |\vec{E}| = U / d,$$

$$\sigma = \frac{\epsilon \epsilon_0 [\sigma_0 \tau + \epsilon \epsilon_0 - (\epsilon \epsilon_0 - \sigma_0 \tau) e^{-2t/\tau}]}{\tau [\sigma_0 \tau + \epsilon \epsilon_0 + (\epsilon \epsilon_0 - \sigma_0 \tau) e^{-2t/\tau}]}, \quad (13)$$

$$\tau = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\tau_0 \exp(0,5\beta |\vec{E}|^{1/2})}.$$

Решения уравнений (6), удовлетворяющие в зависимости от материалов рассматриваемых сред и электродов электрохимическим или ионизационным граничным условиям и условию лапласовости электрического поля в начальный момент времени, близки за пределами погранслоев к частному решению (13). Экспериментально это утверждение обосновано в [15], а теоретически может быть обосновано традиционными методами асимптотических погранслоевых разложений [16] по малым параметрам, соответствующим режимам квазинейтральности, при членах уравнений (6) с пространственными производными.

Выражения для критериев подобия описываемых явлений отмечены, например, в [4]. Там же проведены оценки величин этих параметров для исследуемых предпробойных режимов. При этом показано, что для достаточно широкого класса рассматриваемых сред условия квазинейтральности могут выполняться и для случая сильных электрических полей.

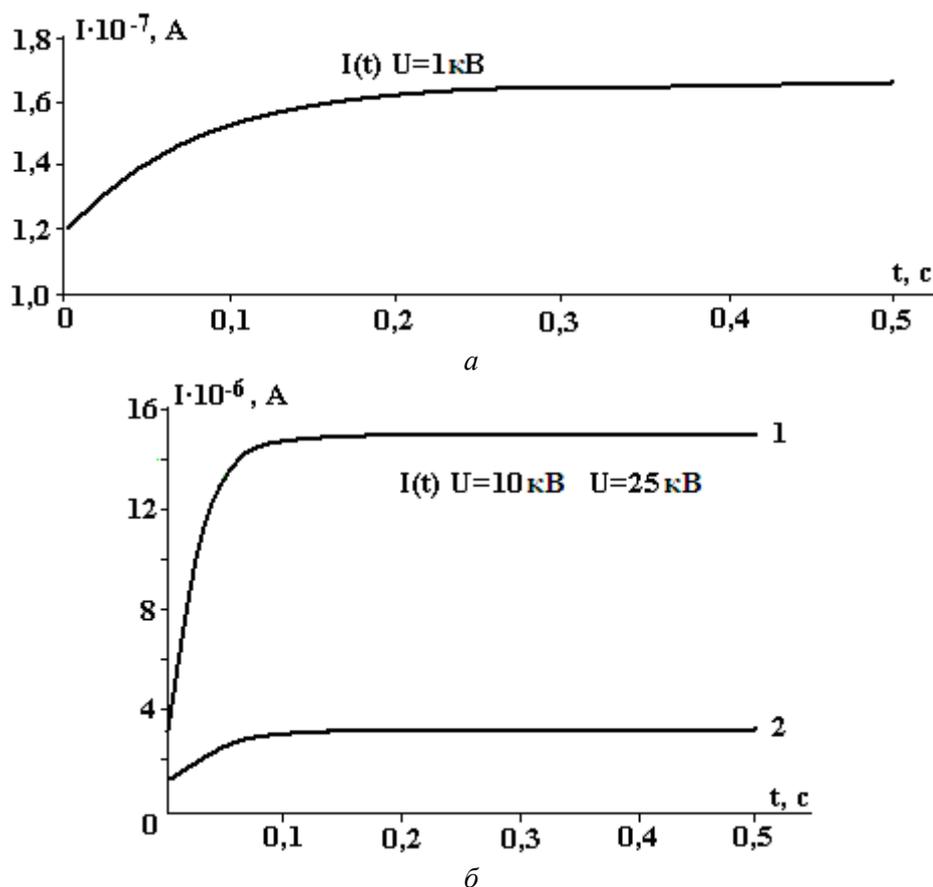


Рис. 2. Ампер-временные характеристики предпробойных полей в межэлектродном промежутке плоского конденсатора со слабопроводящим трансформаторным маслом: а – при полях порядка 1 кВ; б – при предпробойных: 1 – при 25 кВ; 2 – при 10 кВ

Тогда независимо от структуры вихревых электрогидродинамических течений рассматриваемых вязких теплопроводных сред в межэлектродном промежутке высоковольтного плоского конденсатора соответствующую ампер-временную характеристику можно рассчитать по формуле (13). Ее график для условий опытов [17] с трансформаторным маслом представлен на рис. 2. На рис. 2,а график соответствует самому низкому значению высокого напряжения, а на рис. 2,б – предпробойным напряжениям. Температура для таких расчетов выбиралась комнатной ввиду слабого джоулева нагрева, не обнаруженного экспериментально в указанных опытах с трансформаторным маслом. Меж-электродное расстояние в этих опытах $d = 1$ см, а площадь пластины конденсатора равна 120 см². Значение диэлектрической проницаемости для сред типа трансформаторного масла выбиралось равным $2,24$ из справочников, а низковольтная проводимость определялась из соответствующего линейного участка стационарной вольт-амперной характеристики опытов [17]. При этом низковольтное время релаксации, используемое в экспериментах [17] среды, оказалось равным $0,1$ с. Из представленных графиков, как из (13), следует, что с ростом приложенного напряжения усиливаются и временные отклонения предпробойных токов до установления, что согласуется с результатами опытов [6].

Обозначения

σ_0 – низковольтная проводимость среды; U – приложенное электрическое напряжение; d – межэлектродное расстояние; e – заряд протона или иона; k_B – постоянная Больцмана; D – коэффициент диффузии; b – коэффициент подвижности; q – объемная плотность заряда; V – скорость среды; n – концентрация; E – напряженность электрического поля; S – площадь поверхности; r – радиальная координата; t – время; χ – завихренность; ϵ – диэлектрическая проницаемость; I – сила тока; T – абсолютная температура; f – функция скалярного или векторного аргумента; W – объемная скорость образования зарядов или нейтралов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Poole H.H.* On the dielectric constant and electrical conductivity of mica in intense field // *Philosophical magazine*. 1916. S. 6. V.2. № 187. P. 112–129.
2. *Френкель Я.И.* К теории электрического пробоя в диэлектриках и электронных полупроводниках // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1938. Т. 8. Вып. 12. С. 1291–2001.
3. *Апфельбаум М.С.* Уравнения равновесной ионизации продуктов горения в электрическом поле // *Физика горения и взрыва*. 1988. № 2. С. 60–65.
4. *Апфельбаум М.С.* Об одной расчетной схеме электрогидродинамических течений // *Электрохимия*. 1986. Вып. 11. С. 1463–1471.
5. *Апфельбаум М.С.* Одномерные стационарные задачи расчета предпробойных вольт-амперных характеристик слабоионизованных сред // *Электронная обработка материалов*. 2005. № 2. С. 50–54.
6. *Dikarev B., Karasev G., Romanets R., Shimon N.* Modeling and experimental research of the non-stationary processes of conduction and space charge accumulation in dielectric liquids // *Proceedings of the 13th ICDL, Nara*, 1999. P. 33–36.
7. *Тиходеев Н.Н.* Дифференциальное уравнение униполярной короны и его интегрирование в простейших случаях // *Журнал технической физики*. 1955. Т. 24. Вып. 8. С. 1449–1457.
8. *Апфельбаум М.С.* Ионизация и течение слабопроводящей жидкости в неоднородном электрическом поле // *Электронная обработка материалов*. 1988. №1. С. 60–65.
9. *Stuetzer O.M.* Magnetohydrodynamics and electrohydrodynamics // *Physics fluids*. 1962. 5. P. 167–181.
10. *Plumley H.J.* Conduction of electricity by dielectric liquids at high field strengths // *Physical review*. 1941. V. 59. P. 200–209.
11. *Onsager L.* Deviation from Ohms law in a weak electrolytes // *Journal of Chemical Physics*. 1934. V. 2, 9. P. 599–615.
12. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Теоретическая физика. Том X. Физическая кинетика. М., Физматлит., 2001.
13. *Felici N.J.* Direct current conduction in liquid dielectrics // *Direct current*. 1971. V. 1. P. 90–99. V. 2. P. 147–165.
14. *Апфельбаум М.С., Козыренко В.Е.* Физическое моделирование и расчет электрогидродинамических течений // *Электрохимия*. 1991. Вып. 7. С. 855–863.
15. *Стишков Ю.К.* Электрогидродинамические течения и механизмы электризации технических жидких диэлектриков // *Электронная обработка материалов*. 1977. № 6. С. 29–32.
16. *Васильева А.Б., Бутузов В.Ф.* Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений. М., 1973.
17. *Петриченко Н.А.* Измерение давления в электроизолирующей жидкости у острия игольчатого электрода при наложении электрического поля // *Электронная обработка материалов*. 1976. № 6. С. 35–39.

Поступила 22.06.05

Summary

The theoretical model of electrohydrodynamic pre-breakdown phenomena in the weakly ionized media is proposed. Differential equations and initial conditions for describing these problems are written. The 1D analytical and numerical solutions of these equations for calculations current-voltage and current-time characteristics are given. The calculation results are in agreement with experiments for high-voltage plane, cylindrical and spherical capacitors.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА, ВЫЗВАННЫЕ ИНИЦИИРУЕМЫМИ ПЛАЗМОЙ ХИМИЧЕСКИМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ

*Институт химии растворов РАН,
ул. Академическая, д.1, г. Иваново, 153045, Россия*

Введение

Инициирование химических превращений в неравновесной плазме тлеющего разряда с помощью изменения химического состава газовой фазы и свойств контактирующей с плазмой поверхности влияет на свойства плазмы. Устанавливаемая таким образом химическая обратная связь приводит к сильной нелинейности свойств плазменной системы, проявляющейся в возможности ее сложного динамического поведения [1]. Целью настоящей работы был анализ возможности иницируемого плазмохимическими превращениями временного погасания тлеющего разряда, включая возникновение колебательных режимов релаксационного типа.

Методика эксперимента и экспериментальные результаты

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Тлеющий разряд зажигался в воздухе или парах воды в цилиндрической стеклянной разрядной трубке с внутренним диаметром 24 мм. Токи разряда могли изменяться в пределах 1–25 мА, поток газа – от 80 до 220 л/ч, давление варьировалось в диапазоне 20–800 Па. Ограничивающей зону плазмы поверхностью служило стекло, использовались также полимерные пленки и бумага. В ходе эксперимента регистрировалась временная зависимость тока разряда и интегральной интенсивности осевого и бокового излучения после зажигания разряда в процессе установления его стационарного состояния. Интегральная интенсивность излучения разряда контролировалась с помощью фотодиода ФД-256. Временные изменения тока разряда и сигнала фотодиода записывались с использованием АЦП и компьютерной регистрации или двухкоординатного самопишущего прибора Н-307 с временным разрешением около 0,1 с.

Как было показано ранее [1], химически реагирующая плазма тлеющего разряда в области малых токов (несколько микроампер) обнаруживает все виды динамического поведения, характерные для нелинейных систем. В случае разряда в воздухе при диаметре разрядной трубки 20–30 мм это наблюдается при давлениях, превышающих 200 Па, при разряде в парах воды сложная динамика наблюдается уже при гораздо меньших давлениях. Особенности возникают, прежде всего, в переходный период после зажигания разряда, но проявляются и в асимптотическом поведении. Пример сложного переходного процесса показан на рис. 2 для тлеющего разряда в воздухе со стеклом и тефлоном в качестве граничной поверхности. Существенно, что в переходном режиме изменения тока разряда и интенсивности излучения плазмы не скоррелированы.

Следует отметить, что в переходном режиме наблюдаются временные погасания разряда. Время эпизодического погасания разряда колеблется от величины меньшей 0,1 с до ~1 с (рис. 3). При горении разряда в асимптотическом режиме наблюдаются нерегулярные стохастические провалы тока разряда (рис. 4 для воздуха и паров воды). Их можно трактовать как незавершенное погасание разряда с возвращением в исходное состояние, носящее квазистационарный или колебательный характер (рис. 5). Наконец, могут реализоваться асимптотические режимы, в которых осуществляется процесс, близкий к периодическому, с уменьшением тока практически до нуля (рис. 6). Такой процесс можно рассматривать как релаксационные колебания, причину которых, по-видимому, нужно искать в возникновении химической обратной связи в системе. Отметим, что характер экспериментально наблюдаемых колебаний не совсем одинаков. Наряду с колебаниями, форма которых близка к синусоидальной (рис. 8), имеют место колебания, форма которых ближе к треугольным импульсам (рис. 7).

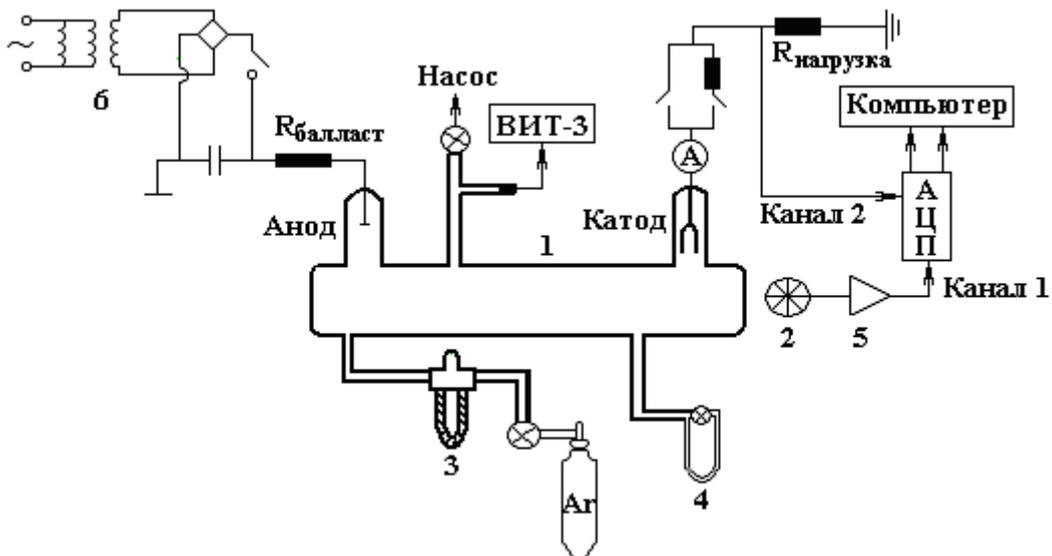


Рис.1. Схема установки. 1 – разрядная трубка, 2 – фотодатчик, 3 – ротаметр, 4 – манометр, 5 – усилитель, 6 – блок питания

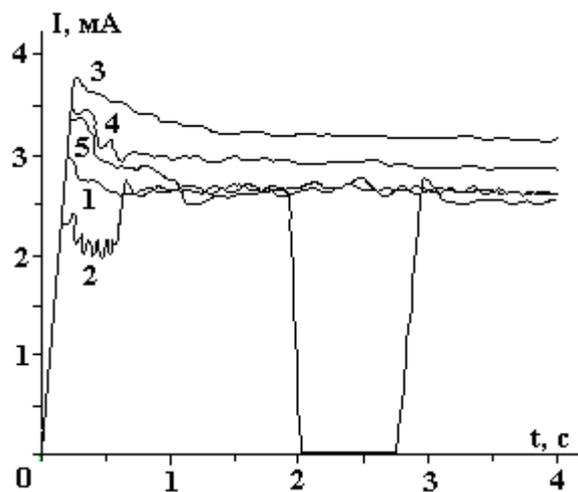


Рис. 2. Изменение тока в процессе установления стационарного режима тлеющего разряда. Диаметр разрядной трубки – 27,5 мм, давление воздуха – 450 Па. Граничная поверхность – стекло (1 и 2), тефлон (3, 4 и 5)

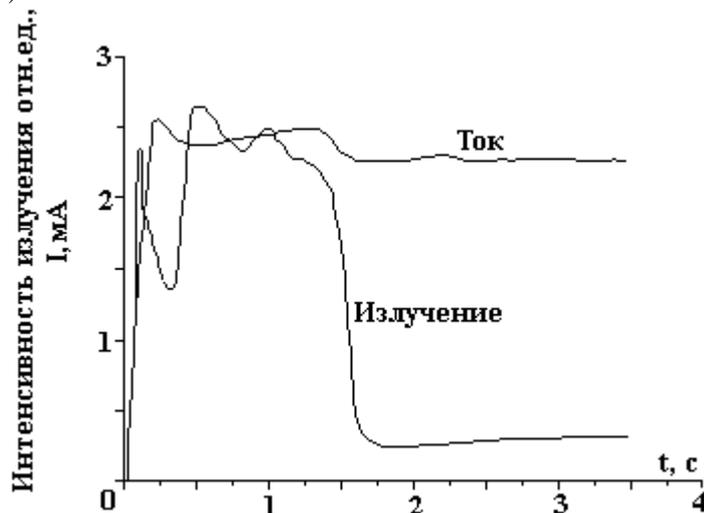


Рис. 3. Изменение тока и интенсивности излучения в процессе установления стационарного режима тлеющего разряда в воздухе. Давление – 250 Па, диаметр разрядной трубки – 27,5 мм. Масштаб по оси интенсивности излучения выбран так, чтобы обе кривые занимали близкие площади

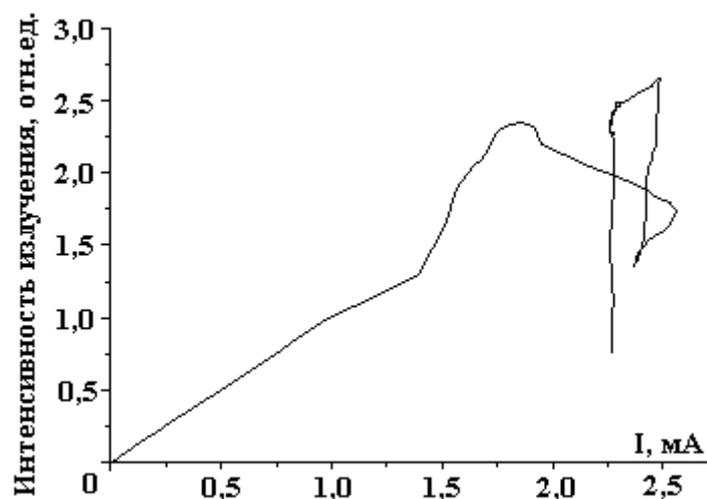


Рис. 4. Фазовая диаграмма переходного режима. Связь между интенсивностью излучения разряда и током. Давление воздуха 250 мА, диаметр разрядной трубки – 27,5 мм

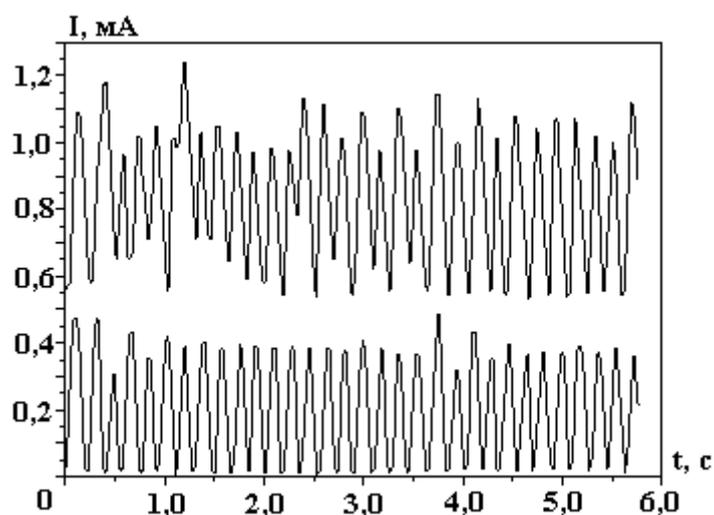


Рис. 5. Колебания тока тлеющего разряда в парах воды в асимптотическом режиме. Давление 200 Па, диаметр разрядной трубки – 20 мм. Граничная поверхность – стекло. Кривые отвечают разным значениям эдс источника и разным средним токам

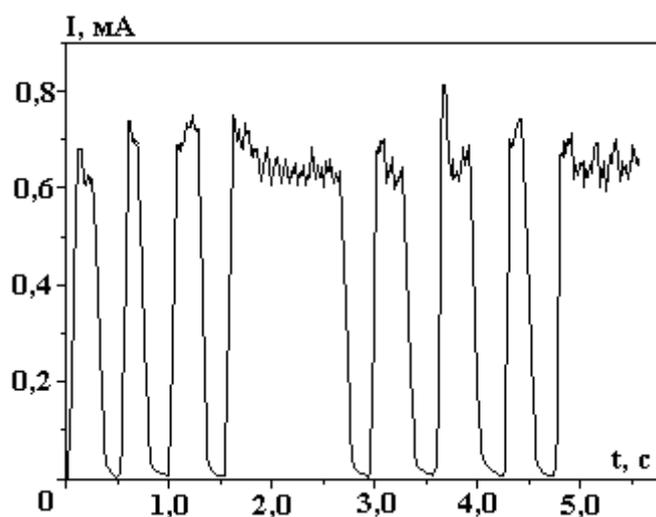


Рис. 6. Колебания тока тлеющего разряда в парах воды в асимптотическом режиме. Давление – 100 Па, диаметр разрядной трубки – 20 мм. Граничная поверхность – стекло

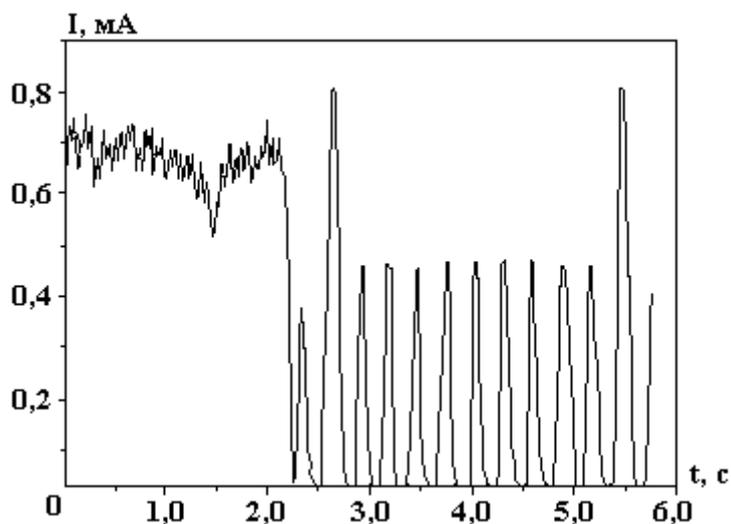


Рис. 7. Колебания тока тлеющего разряда в парах воды в асимптотическом режиме. Давление – 30 Па, диаметр разрядной трубки – 20 мм. Граничная поверхность – стекло

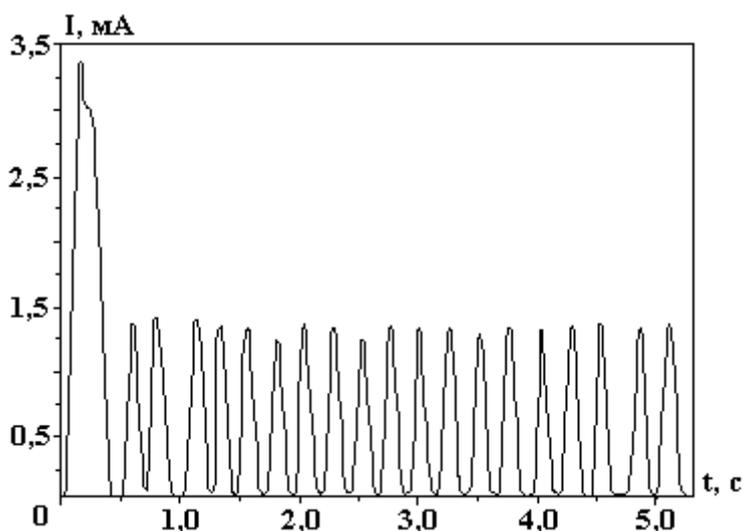


Рис. 8. Колебания тока тлеющего разряда в воздухе в асимптотическом режиме. Давление 650 Па, диаметр разрядной трубки – 27,5 мм. Граничная поверхность – стекло

Простейшая модель химических релаксационных колебаний

Описанному выше эффекту может быть дано следующее качественное объяснение. Если в процессе горения разряда из-за изменения химического состава газовой фазы и свойств поверхности напряжение горения разряда возрастает, то при постоянной эдс источника ток разряда начнет падать. Достижение током разряда величины тока погасания прекращает разряд, а с ним и инициируемые разрядом химические процессы. При постоянном потоке исходного плазмообразующего газа состав газовой фазы начинает возвращаться к исходному, приводя в конечном итоге к повторному зажиганию разряда. Возникают колебания тока в цепи разряда.

Ток погасания разряда определяется наклоном его вольт-амперной характеристики и величиной балластного сопротивления. В свою очередь вольт-амперная характеристика разряда есть функция состава газовой фазы. В то же время и момент нового зажигания разряда зависит (при заданных геометрии разрядного промежутка, материале электродов и суммарном давлении газа) от химического состава газовой атмосферы. Определим характер возникающих в такой системе релаксационных колебаний, предполагая, что инициируемые плазмохимические изменения монотонны и воспроизводимы.

Рассмотрим электрическую цепь, включающую газоразрядный реактор, источник эдс ε и балластное сопротивление ρ . Катодное падение потенциала ν предполагаем постоянным (нормальный тлеющий разряд). Падение потенциала в положительном столбе u (произведение напряженности поля

в плазме на длину положительного столба) рассматривается как функция химического состава газовой фазы в плазме, характеризуемого степенью химического превращения газа в плазме α . Начальный ток разряда (до начала химических превращений) равен I_0 . Пусть химические превращения, инициируемые плазмой, приводят к появлению в газовой фазе продуктов более электроотрицательных, чем исходный плазмообразующий газ, как это имеет место в случае воздушной плазмы, контактирующей с политетрафторэтиленом. Тогда накопление продуктов реакции (увеличение α) будет приводить к росту поля в плазме, то есть к увеличению эффективного сопротивления реактора и уменьшению тока разряда. Это выразится в деформации вольт-амперной характеристики разряда и в конце концов – к потере его устойчивости (нет точки пересечения вольт-амперной характеристики с нагрузочной прямой, ток разряда $I \rightarrow 0$). После погасания разряда степень превращения газа начнет экспоненциально уменьшаться с характерным временем, равным времени контакта газа с плазмой τ . При достижении нижнего критического значения степени превращения α_{\min} напряжение зажигания разряда становится равным эдс источника, зажигается разряд с током $I \sim I_0$. Далее процесс повторяется.

В процессе горения разряда «первой» меняется степень химического превращения газовой фазы α . Если определить степень превращения как долю молекул исходного плазмообразующего газа, замещенных на молекулы продуктов при постоянном суммарном давлении, то предельная величина степени превращения будет равна единице, а ее временное изменение при постоянном токе может быть описано очевидным соотношением

$$\alpha = 1 - \exp(-t / T_{chem}). \quad (1.1)$$

Здесь T_{chem} – характерное время химического превращения.

Поскольку в ходе процесса разрядный ток меняется, целесообразно учесть его влияние на скорость изменения степени превращения. В простейшем случае скорость превращения пропорциональна току разряда. Тогда выражение (1.1) целесообразно заменить функцией прошедшего в системе количества электричества It :

$$\alpha = 1 - \exp(-It / Q_{chem}). \quad (1.2)$$

Здесь Q_{chem} – эквивалентное T_{chem} количество электричества.

Падение потенциала в положительном столбе u – функция степени химического превращения α . В простейшем случае эту функцию можно аппроксимировать следующим линейным соотношением:

$$u = u_0 + k\alpha. \quad (1.3)$$

При этих условиях закон Ома для полной цепи может быть записан в виде

$$\varepsilon = v + u_0 + k\alpha + Ir. \quad (1.4)$$

Таким образом, для тока в цепи имеем (в диапазоне от I до I')

$$I = \frac{\varepsilon - v - u_0 - k\alpha}{\rho}. \quad (1.5)$$

Обозначим $\frac{\varepsilon - v - u_0}{\rho} = a$; $\frac{k}{\rho} = b$; тогда, учитывая (2), (5) можно переписать в виде

$$I = a - b[1 - \exp(-It / Q_{chem})]. \quad (1.6)$$

Выражение (1.6) описывает ток, уменьшающийся во времени. При достижении критического значения тока I_{cr} (тока погасания разряда) разряд гаснет и ток скачком падает до нуля. Начиная с этого момента плазмолиз прекращается и степень химического превращения начинает экспоненциально спадать, начиная с α_{cr} , соответствующего I_{cr} :

$$\alpha = \alpha_{cr} \exp(-t/\tau) \quad (1.7)$$

При достижении величиной степени химического превращения нижней критической величины α_{low} происходит пробой и вновь устанавливается квазистационарный разряд с током $I \sim I_0$. Устанавливающийся после пробоя ток I может быть немного меньше начального тока разряда в исходном плазмообразующем газе $I_0 = a = (\varepsilon - v - u_0)/\rho$, поскольку величина α_{low} не равна нулю.

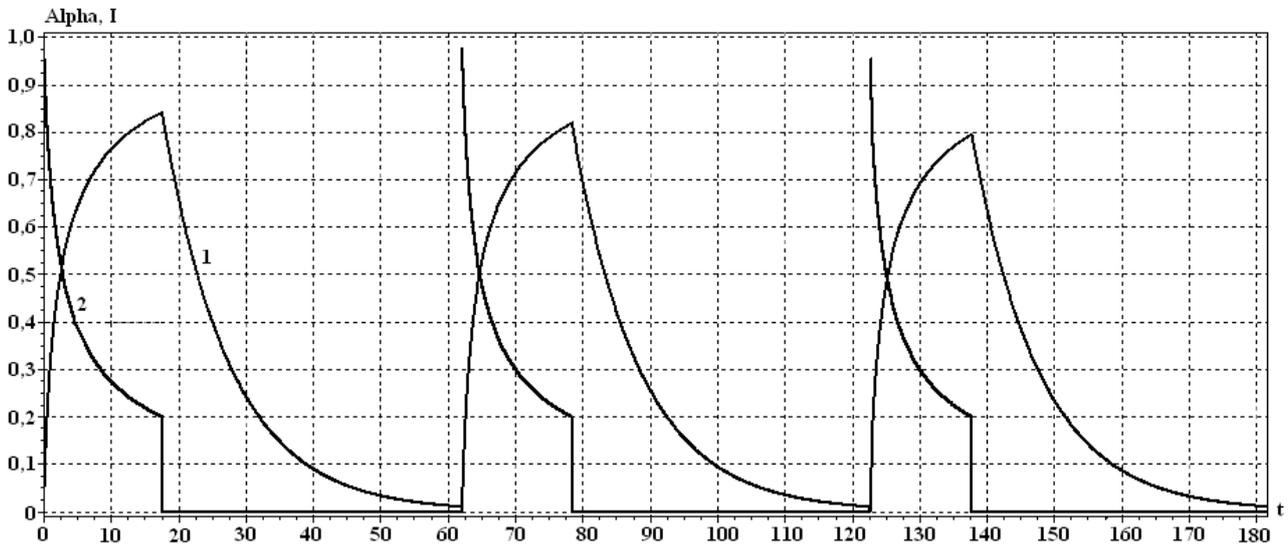


Рис. 9. Модель химических релаксационных колебаний. $I_0 = a = 1$; $b = 0,95$; $I_{cr} = 0,2$; $Q_{chem} = 1,9$; $\tau = 10$; $\alpha_{low} = 0,01$. 1 – $\alpha(t)$, 2 – $I(t)$

Результаты расчетов по этой модели с использованием в качестве исходных параметров безразмерных близких к единице величин приведены на рис. 9 и показали следующее.

1. В рассматриваемой модели время импульса тока определяется характерным временем химических превращений, а пауза – временем контакта газа с плазмой.

2. Форма импульсов колебаний, близкая к наблюдаемой экспериментально в рамках рассматриваемой модели, может иметь место лишь при условии, что ток погасания не очень далек от исходного стационарного тока горения разряда, а характерное время инициируемой плазмой превращений близко к времени контакта газа с плазмой. Как показывают экспериментальные данные, ток погасания действительно становится близким к стационарному току в области очень малых токов разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутенов А.М., Максимов А.И. Динамическое поведение химически реагирующей плазмы пониженного давления. Теоретические основы химической технологии. 1998. Т. 32. № 4. С. 1–11.

Поступила 29.11.05

Summary

It was shown that the plasma stimulated chemical reactions result in relaxation oscillations of the glow discharge current. The computer model of such oscillations is described. The calculated period of the relaxation oscillations depends on the characteristic time of the chemical interactions.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ β^- -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ И ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛИВИНИЛХЛОРИДЕ

*Национальный университет им. Тараса Шевченко,
пр. Глушкова, 6, г. Киев, UA-03127, Украина*

Введение

Законы, определяющие процессы поглощения излучений высокой энергии, установлены [1], где описаны физические теории [2], лежащие в их основе. Однако они в основном касаются модельных систем, а для реальной полимерной композиции их использование, как правило, затруднено. Особенно это касается линейных гибкоцепных полимеров, типичным представителем которых является поливинилхлорид (ПВХ). Для таких систем на основе экспериментальных данных выявлено лишь небольшое число физико-химических процессов, которые могут вносить вклад в механизм радиационных эффектов, влияющих на свойства материала. Как научный, так и прикладной интерес представляют исследования влияния β^- -излучения на процессы переноса, поскольку движение β^- -частиц через полимер прерывается большим числом четко разграниченных в пространстве последовательных актов возбуждения элементов структуры системы. Характерно, что каждый из них может представлять собой один индивидуальный молекулярный процесс или группу [3]. При этом в наиболее общем случае, если дефекты структуры, образованные под действием β^- -излучения, рождаются не равномерно по объему системы, тогда в результате их диффузионного движения происходят изменения макроскопических свойств материала. Сами дефекты могут проникать в ранее бездефектную часть матрицы, изменяя профиль их распределения. Следовательно, описание процесса диффузии должно включать микроскопическую, динамическую и кинетическую части [4].

С этих позиций будем рассматривать ПВХ-систему, содержащую β^- -частицы, собственно электроны (e), “дырки”, ионы (p), ловушки (c), бидефекты вида: рождения пар электрон-ион, электрон-ловушка, захват частицы без рекомбинации и с электрон-ионной рекомбинацией. Следует подчеркнуть, что при этом учтена также дрейфовая составляющая подвижности носителей заряда под действием внешнего электрического поля, обуславливающего возникновение в системе тока проводимости.

Экспериментальная часть

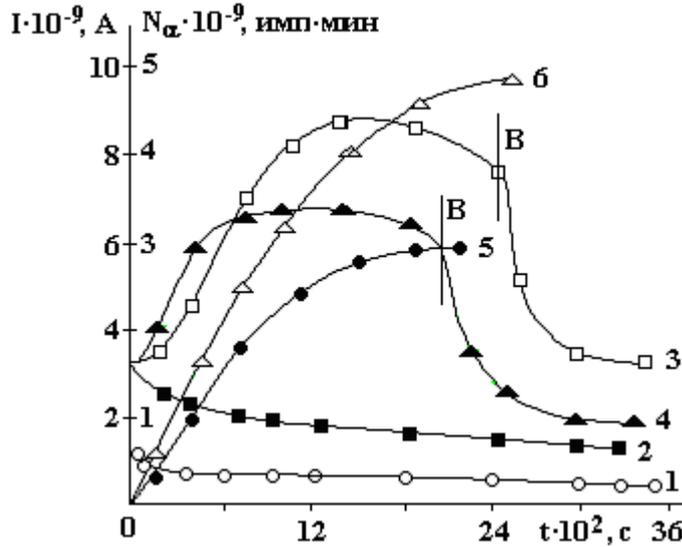
Объектом исследования был выбран ПВХ суспензионной полимеризации марки С-65, очищенный переосаждением из раствора с ММ $1,4 \cdot 10^5$ [5]. Образцы для исследований готовили в Т-р режиме при $P = 10^7$ Па и $T = 403$ К в виде дисков толщиной $(13-14) \cdot 10^{-6}$ м и диаметром $6 \cdot 10^{-2}$ м. Электрические свойства ПВХ исследовали согласно ГОСТу 64332 – 71 и 25209 – 82. Источником β^- -излучения служил ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ (IX_2) с верхней границей энергетического спектра $W = 2,32$ МэВ (80 %), а также β^- -частиц с энергией $W = 1,50$ МэВ (13 %) и $0,60$ МэВ (7 %). Образцы первоначально облучали, изменяя энергию β^- -частиц в диапазоне $(1 \div 6)$ W в течение 1 часа с последующим исследованием временной зависимости силы тока проводимости при $E = 2,5 \cdot 10^6$ В/м при наличии и отсутствии источника радиации.

Результаты и их обсуждение

На рисунке представлены результаты исследования временной зависимости величины силы тока проводимости I исходного и подверженного действию β^- -излучения ПВХ. Величина I исходного ПВХ указывает на низкую концентрацию и незначительную подвижность свободных носителей заряда [6]. В то же время в случае предварительного облучения образцов ПВХ, а также в зависимости от величины интенсивности потока β^- -частиц, наблюдается нелинейное и более интенсивное изменение величины силы тока в цепи. Характерно, что при этом, по мере увеличения дозы облучения ПВХ, временной интервал перехода зависимости $I = f(t)$ в область “плато” возрастает (см. рисунок). Для анализа полученных экспериментальных результатов рассмотрим кинетику процесса взаимодействия β^- -излучения с ПВХ с учетом диффузионного и дрейфового механизмов переноса заряда:

$$\begin{cases} \frac{\partial C^e}{\partial t} = \ddot{A} \frac{\partial^2 C^e}{\partial x^2} + \xi^e \frac{\partial C^e}{\partial x} + \mu_e^c \ddot{A}^e C^e C^c + \mu_e^c \ddot{A}^e (C^e - C^p)^2 + K_e^p \\ \frac{\partial C^p}{\partial t} = \ddot{A}^p \frac{\partial^2 C^p}{\partial x^2} + \xi^p \frac{\partial C^p}{\partial x} + \mu_e^p \ddot{A}^p (C^p - C^e)^2 + K_e^p \\ \frac{\partial C^c}{\partial t} = \ddot{A}^c \frac{\partial^2 C^c}{\partial x^2} + \mu_e^c \ddot{A}^c C^e C^c + K_e^c \end{cases} \quad (1)$$

Параметры: C – концентрация; D – коэффициент диффузии; K – рождение пар электрон-ион, электрон-ловушка; μ – коэффициент рекомбинации; ξ – скорость дрейфа носителей заряда. Объяснение слагаемых: $\mu_e^c \ddot{A}^c C^e C^c$ – захват частиц без рекомбинации; $\mu_e^p \ddot{A}^p (C^e - C^p)^2$ – электрон-ионная рекомбинация.



Временная зависимость силы тока при β^- -облучении ПВХ:
 1 – 0 МэВ; 2 – 2,32 МэВ 1 час; 3 – то же при 13,92 МэВ; 4 – 2,32 МэВ 1 час при последующем облучении; В – β^- -источник выключен; 5, 6 – $C_{0e}(t)_{|x_1; x_2}$ при $x_2 > x_1$

Рассматривая одномерную модель ПВХ в виде линейной цепочки Кирквуда-Райзмана [7], можно говорить об энергетическом уровне β^- -частицы, взаимодействующей с атомами полимерной матрицы. Это обусловлено тем, что в спектральное разложение поля, создаваемого движущей со скоростью v β^- -частицей на расстоянии r от ее пути, входят главным образом частоты ω порядка v/r [8]. Ионизацию же атомов ПВХ могут производить компоненты поля с частотами $\omega \geq \omega_0$, где ω_0 – некоторая средняя частота, отвечающая движению большинства электронов в атоме. Поэтому β^- -частица будет взаимодействовать одновременно со многими атомами и в случае $W \gg I$, где I – средняя энергия ионизации для большинства электронов в атоме, ионизовать их. Образованные при этом электроны, дырки и ионы за счет вторичного взаимодействия со структурными элементами ПВХ будут терять свою энергию. Амплитуда их колебаний будет периодически затухать и изменяться при переходе β^- -частицы от одного атома ПВХ к другому. Поскольку под действием β^- -излучения в полимере также образуются различные дефекты структуры, создающие потенциальный барьер, препятствующий движению созданного β^- -частицей заряда, наблюдается изменение величины длины его свободного пробега. Так, с учетом теплового движения атомов ПВХ, наличия внешнего электрического поля \vec{E} , величины и количества дефектов, β^- -частицы и порожденные ими в результате взаимодействия с полимером носители заряда будут испытывать рассеяние, изменяя при этом величину скорости направленного движения. Кроме того, в соотношении (1) учтено, что β^- -частицы при взаимодействии с атомами ПВХ могут превращаться в ионы, а электроны захватываться ловушками [9]. При этом установлено, что захват ловушками носителей заряда определяется расположением молекулярных цепей, а константа скорости процесса пропорциональна частоте, с которой происходит молекулярное движение [10]. С учетом рассмотренных выше предположений решение системы уравнений (1) представим в виде плоских волн:

$$C_e = C_{0e} \exp(-\alpha x) \cdot \exp j\omega_e \left(t - \frac{x}{v_e} \right); C_p = C_{0p} \exp(-\beta x) \cdot \exp j\omega_p \left(t - \frac{x}{v_p} \right);$$

$$C_c = C_{0c} \exp(-\gamma x) \cdot \exp j\omega_c \left(t - \frac{x}{v_c} \right),$$

где $\alpha, \beta, \gamma, v_e, v_p, v_c, \omega_e, \omega_p, \omega_c$ – коэффициенты поглощения, характеризующие необратимые потери энергии, скорости и частоты соответствующих носителей заряда в ПВХ.

В результате стандартной процедуры уравнивания коэффициентов для действительной и мнимой частей получаем

$$\ddot{A}^e = \frac{v_e + \xi_e}{2\alpha}; \ddot{A}^p = \frac{v_p + \xi_p}{2\beta}; \ddot{A}^c = \frac{v_c + \xi_c}{2\gamma}. \quad (2)$$

Поскольку величина амплитуды носителей заряда меняется при их переходе от одного атома ПВХ к другому, то на длине элемента макромолекулы должно укладываться целое число длин волн. Так, в случае электрона проводимости его волновое число $k = \frac{1}{\lambda}$, где λ – длина волны как основной параметр состояния и скорость [8]

$$v_e = \frac{hk}{m} = \frac{h}{2am}, \quad (3)$$

где h – постоянная Планка, a – расстояние между атомами цепи макромолекул, m – масса электрона. Согласно теории удельных ионизационных потерь энергии [11] следует, что электрон не может покинуть атом под действием пролетающей мимо него β^- -частицы, если время действия силы на электрон со стороны этой частицы больше периода обращения электрона по орбите в атоме. Равенство времени действия силы и периода обращения электрона соответствует резонансу, при котором даже сравнительно слабая сила приводит к большой амплитуде колебаний электрона [3]. Под действием этой силы электрон может покинуть атом ПВХ. Исходя из модельных теорий [7], представим ПВХ в виде “ожерелья” с линейными размерами между атомами мономерного звена (C–C) $1,54 \cdot 10^{-10}$ м; (H–H) $1,08 \cdot 10^{-10}$ м и (H–Cl) $1,74 \cdot 10^{-10}$ м.

Согласно [1] в случае электронов значения ω_e (H–H), ω_e (C–C), ω_e (H–Cl) соответственно составляют величину $(1,6; 4,0; 7,4) \cdot 10^{16} \text{с}^{-1}$. Исходя из соотношения (3) находим, что значения v_e (H–H), v_e (C–C), v_e (H–Cl) соответственно равны $(3,0; 2,3; 2,1) \cdot 10^6 \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$, а величины ξ_e (H–H), ξ_e (C–C), ξ_e (H–Cl) при $E = 2,5 \cdot 10^6$ В/м составят $(2,5; 2,1; 1,8) \cdot 10^2 \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$. Поскольку $v_e \gg \xi_e$, согласно соотношению

$$\text{нию (1) находим, что } \alpha = \frac{\omega_e}{v_e}; \beta = \frac{\omega_p}{v_p}; \gamma = \frac{\omega_c}{v_c} \quad \text{и исходя из (2):}$$

$$\ddot{A}_{\text{H-H}}^e = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{г}^2 \cdot \tilde{\text{н}}^{-1}; \ddot{A}_{\text{C-C}}^e = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{г}^2 \cdot \tilde{\text{н}}^{-1}; \ddot{A}_{\text{H-Cl}}^e = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{г}^2 \cdot \tilde{\text{н}}^{-1}.$$

Если принять граничные условия для β^- -излучения в виде: поток β^- -частиц в количестве N_0 попадает на поверхность образца ПВХ и создает начальную концентрацию носителей заряда N_{0e}, N_{0p}, N_{0c} , то есть при $x = 0$ диффузия и дрейф носителей заряда начались одновременно в момент времени

$$t = 0, \text{ тогда } C_{0e}(x) = N_{0e} \exp\left(-\frac{v_e + \xi_e}{2\ddot{A}^e} x\right), \text{ или если } \xi_e \ll v_e, \text{ то:}$$

$$C_{0e}(x) = N_{0e} \exp\left(-\frac{0,5x^2}{\ddot{A}^e t}\right)_{v_e \gg \xi_e}. \quad (4)$$

Рассуждая аналогично, находим, что:

$$C_{0p}(x) = N_{0p} \exp\left(-\frac{0,5x^2}{D^p t}\right); C_{0c}(x) = N_{0c} \exp\left(-\frac{0,5x^2}{D^c t}\right). \quad (5)$$

Следовательно, в ПВХ под действием β^- -излучения могут сосуществовать параллельно несколько потоков диффузионных носителей заряда. Проведенные расчеты показали, что, поскольку на ионизацию атомов H, Cl, C требуется энергия порядка 13 эВ при общих потерях энергии β^- -излучения на пути свободного пробега ($8 \cdot 10^{-11}$ м), количество ионизированных атомов ПВХ составляет $4 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}$.

Расчет величины тока, обусловленного пространственным зарядом, образованным за счет захвата электронов в ловушках, затруднен, поскольку в случае ПВХ ни один из трех основных типов ловушек [1] полностью еще не исследован. На рисунке представлены профили распределения электронов, определенные согласно соотношению (4). Характер изменения концентрационной зависимости электронов проводимости во времени, возникших в результате взаимодействия β^- -частицы с атомами ПВХ, представлен на рисунке. Так, в диапазоне $0 \leq t \leq 2,4 \cdot 10^3$ с величина $C_{0e}(t) \Big|_{x_i}$ нелинейно возрастает, стремясь к области «плато» N_{0e} при $t \rightarrow \infty$. Прекращение облучения ПВХ β^- -частицами сопровождается постепенным нелинейным уменьшением величины силы тока в цепи. При этом различие в величине тока для образцов, облученных в течение 1 часа β^- -частицами энергии W и $6W$, сохраняется, равно как и закон (4) изменения концентрации свободных электронов, появление которых обусловлено действием β^- -излучения. При этом составляющая электронной проводимости ПВХ доминирует над ионной проводимостью в случае облучения ПВХ β^- -частицами энергии (2,32–13,92) МэВ.

Приведенные данные позволяют прогнозировать свойства ПВХ, обусловленные движением электрических зарядов, образованных в результате взаимодействия β^- -излучения с веществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Друкaрев Г.Ф. Теория столкновений электронов с атомами и молекулами. М., Наука, 1978.
2. Chistophoron L.G. Electron Molecule Interaction and Their Application. Academ. Press. New York, 1984.
3. Позднев С.А. Резонансы в рассеянии электронов молекулами // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. В. 5 (11). С. 1051–1072.
4. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., Мир, 1964.
5. Колупаев В.С., Бордюк Н.А., Волошин О.М., Липатов Ю.С. The frequency spectrum of the structure elements of filled poly(vinylchloride) // J. Polym. Mater. 1995. № 12. P. 143–149.
6. Получение и свойства поливинилхлорида / Под ред. Е.Н. Зильбермана. М., Химия, 1968.
7. Бириштейн Т.Н., Птицын О.Б. Конформация макромолекул. М., Наука, 1964.
8. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л., Наука, 1975.
9. Френкель С.Я., Цыгельный И.М., Колупаев В.С. Молекулярная кибернетика. Л., Свит, 1990.
10. Ельяшевич Г.К., Френкель С.Я. Влияние специфических взаимодействий полимер – растворитель на фазовые переходы в растворах полимеров // Высокомолек. соед. 1969. А11. С. 323–328.
11. Коптелов А.А. Калориметрический метод исследования радиационно-химических процессов в конденсированных средах // Приборы и техника эксперимента. 2003. № 3. С. 157 – 160.

Поступила 02.09.05

Summary

The process of interplay β^- -radiation with polyvinylchloride is reviewed. With the registration, that the system of diffusing fragments is in an external potential field, the drift of carriers of charges sharing in creation of a conduction current is parsed also. The motion of charges derivated as a result of the interplay β^- -radiation with PVC, is submitted as a distributed damped wave. The dominating type of conductivity PVC is under operating β^- -radiation of energy (2,32–13,92) MeV.

ВЫБОР ФОРМЫ ЗАДАНИЯ МОЩНОСТИ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КИНЕМАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДНОГО КАНАЛА

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-а, 54018, г. Николаев-18, Украина*

Традиционно при создании разрядно-импульсных технологий (РИТ) разрабатываются импульсные электроразрядные источники энергии (ИЭРИЭ) и при помощи натурального или численного эксперимента определяются режимы, обеспечивающие наиболее благоприятные технологические характеристики [1]. В результате разработка устройства и подбор режимов его работы ведутся изолированно друг от друга и невозможно заранее предсказать, как принимаемые проектные решения скажутся на возможности оптимизации процесса за счет подбора режимов обработки.

Предлагается использование иного подхода к решению этих вопросов, а именно: создание импульсного источника энергии, обеспечивающего заданные характеристики силовых воздействий на объект обработки, без ориентации на конкретную РИТ. То есть по заданной эпюре давление – время в рабочей среде или в плазменном разрядном канале (для технологий, где плазма является основным рабочим инструментом) посредством решения цепочки обратных задач осуществить синтез ИЭРИЭ.

Одна из задач – обратная гидродинамическая задача восстановления кинематических и термодинамических характеристик канала электрического разряда по заданной зависимости давления от времени в точке окружающей канал жидкости. В результате ее решения должны быть получены зависимости от времени давления в канале разряда, кинематические и геометрические характеристики канала, которые будут использоваться при решении обратной электродинамической задачи [2].

В [3, 4] и ряде других работ В.С.Крутиковым решена обратная гидродинамическая задача для случаев сферической и цилиндрической симметрии течения жидкости при электрическом разряде в воде с малыми (не более 200 м/с) скоростями расширения канала. Кроме того, этот метод пригоден в тех случаях, когда объект обработки находится вблизи (порядка длины межэлектродного промежутка) канала разряда. Однако во многих РИТ используются более мощные разряды, и обрабатываемый объект может находиться на более значительном расстоянии. В этом случае для решения обратной гидродинамической задачи предполагается применение метода подбора [5]. То есть путем решения прямой гидродинамической задачи о расширении заполненной плазмой полости в безграничной сжимаемой жидкости при различных начальных значениях характеристик канала разряда будем определять те начальные значения, при которых уклонение полученной при вычислении временной зависимости давления в точке окружающей канал разряда жидкости от заданной кривой меньше задаваемой малой величины. Это уклонение оценивается в метрике пространства непрерывных функций $C_{[0,T]}$, T – временной промежуток заданной зависимости.

Канал разряда в начальный момент времени моделируем прямым круговым цилиндром конечной длины, равной межэлектродному расстоянию. Начальные значения радиуса канала и давления определяем по методике [6]. При этом исходные параметры электрической цепи варьируем в диапазоне их значений, используемых в различных РИТ. С учетом этих вариаций необходимо также установить диапазон изменения параметров, определяющих закон ввода электрической энергии в канал разряда, и его геометрическое представление. Решению этого вопроса посвящена настоящая работа.

Математическая постановка прямой задачи о расширении заполненной плазмой цилиндрической полости конечной длины в неограниченном пространстве формулируется следующим образом.

В области, ограниченной контактным разрывом плазма–вода и ударной волной, требуется

найти решение системы двумерных нелинейных уравнений газовой динамики, представляющих собой законы сохранения массы, импульса и энергии [7]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial (r \cdot \rho)}{\partial t} + \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_z)}{\partial z} + \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_r)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_r)}{\partial t} + \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_z \cdot v_r)}{\partial z} + \frac{\partial [r \cdot (\rho \cdot v_r^2 + p)]}{\partial r} = p, \\ \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_z)}{\partial t} + \frac{\partial [r \cdot (\rho \cdot v_z^2 + p)]}{\partial z} + \frac{\partial (r \cdot \rho \cdot v_z \cdot v_r)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial (r \cdot e)}{\partial t} + \frac{\partial [r \cdot (e + p) \cdot v_z]}{\partial z} + \frac{\partial [r \cdot (e + p) \cdot v_r]}{\partial r} = 0, \end{array} \right. \quad (1)$$

где t – время; r, z – цилиндрические координаты; v_r, v_z – радиальная и осевая компоненты вектора скорости жидкости; p – давление; ρ – плотность;

$$e = \rho \left[\varepsilon + (v_r^2 + v_z^2) / 2 \right]; \quad (2)$$

ε – удельная внутренняя энергия [7]:

$$\varepsilon = \left[p - c_0^2 (\rho - \rho_0) \right] / \left[\rho (\kappa - 1) \right]; \quad (3)$$

ρ_0, c_0 – плотность и скорость звука в покоящейся жидкости; $\hat{e} = 7,15$.

Граничные условия.

На внутренней границе расчетной области – контактном разрыве плазма–вода – требуем выполнения условия баланса энергии [8]:

$$\frac{1}{(\gamma - 1)} \cdot \frac{d(p_k V_k)}{dt} + p_k \cdot \frac{dV_k}{dt} = N(t), \quad (4)$$

а на внешней границе – ударной волне – условий динамической совместности [7]:

$$\begin{aligned} [\rho] D - [\rho v_n] &= 0, \\ [\rho v_n] D - [\rho v_n^2 + p] &= 0, \\ \left[\rho \left(\varepsilon + v_n^2 / 2 \right) \right] D - \left[\rho v_n \left(\varepsilon + v_n^2 / 2 \right) + p v_n \right] &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где p_k, V_k – давление в канале разряда и его объем; $\gamma = 1,26$; v_n – нормальная составляющая вектора скорости жидкости; D – скорость ударной волны; $[f] = f_1 - f_2$; f_1, f_2 – значения функции слева и справа от ударной волны.

Начальные значения гидродинамических параметров окружающей канал жидкости равны их значениям в невозмущенной среде.

Задача (1)–(5) решается конечно-разностным методом Годунова [7]. Расчетная сетка содержит линии двух семейств. Первое семейство линий представляет собой неподвижную совокупность лу-

чей, задаваемых координатой выхода луча $(0, z_j)$ и углом α_j между лучом и положительным направлением оси Oz , второе семейство – двигающиеся вдоль этих лучей линии, первая из которых – контактный разрыв, последняя – ударная волна. Положение границ определяется в процессе счета с учетом условий (4) и (5). Внутренние узлы сетки располагаются вдоль лучей равномерно.

При решении обратной гидродинамической задачи закон ввода мощности в канал разряда в уравнении баланса энергии (4) неизвестен и подлежит определению. Поэтому необходимо выбрать форму зависимости, которая была бы проста в записи, а результаты решения задачи (1)–(5) при таком задании закона ввода мощности несущественно отличались бы от требуемых эпюр давления в канале разряда или рабочей среде. Рассмотрим лишь первый полупериод электрического разряда, поскольку во многих РИТ он является определяющим.

Ранее авторы [8] предложили задавать кривую мощности при численных расчетах в виде смещенного в начало координат треугольника, воспроизводящего, по их мнению, наилучшим образом скорость нарастания и спада мощности. А в работе [9] показана нецелесообразность использования синусоидальной аппроксимации мощности и аппроксимации треугольником с вершинами в максимуме мощности и ее узлах при численном решении задач гидродинамики подводного искрового разряда.

Проведенный авторами работы анализ кривых мощности, полученных по многочисленным экспериментальным данным (по осциллограммам тока и напряжения) [10], позволил предложить моделирование кривой ломаной линией, состоящей из четырех отрезков.

На рис. 1 показан полученный по экспериментальным данным [11] закон ввода мощности в канал разряда (кривая 1), а также аппроксимирующие эту кривую треугольник, смещенный в начало координат (кривая 2), и ломаная линия (кривая 3). Боковые стороны треугольника получены при пересечении двух прямых между собой и с осью абсцисс. Прямые линии проведены через точки кривой 1 так, чтобы линии как можно меньше отклонялись от кривой. Второй и третий отрезки ломаной совпадают с боковыми сторонами треугольника, первый соединяет начало координат с точкой на возрастающем участке кривой мощности, а четвертый – точку на спадающем участке кривой 1 с координатой времени окончания ввода энергии. Вычисленные значения давления в канале разряда приведены на рис. 2 (номера кривых соответствуют номерам кривых на рис. 1).

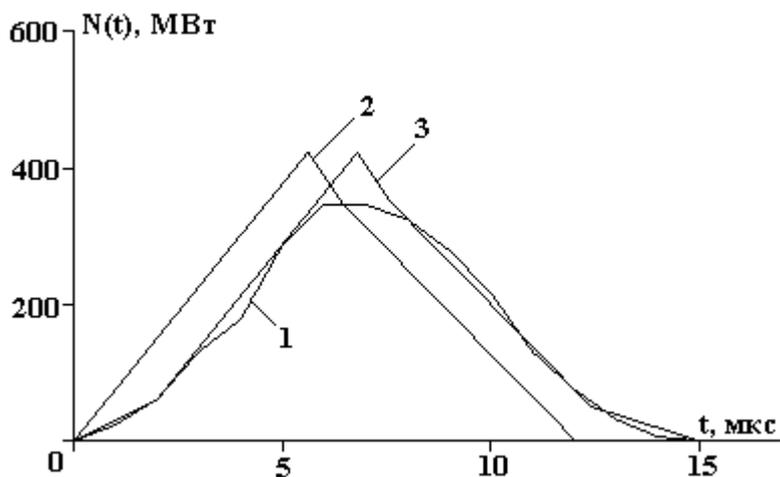


Рис. 1. Закон ввода электрической мощности в канал разряда

Легко видеть, что более крутой фронт нарастания начального участка мощности во втором варианте (см. рис. 1, кривая 2) приводит к уменьшению времени достижения максимума давления в канале разряда и изменению формы кривой (см. рис. 2, кривые 1 и 2), что неприемлемо при решении обратной электродинамической задачи [2]. В случае аппроксимации кривой мощности ломаной линией (см. рис. 1, кривая 3) форма и величина давления в канале разряда отличаются от варианта 1 незначительно (см. рис. 2). При удалении от канала разряда разница между значениями давления уменьшается. Но во всей рассматриваемой области жидкости значение давления, полученное при задании кривой мощности ломаной линией, ближе к давлению, полученному при экспериментально определенной мощности, чем при задании кривой мощности треугольником. Аналогично ведут себя и другие характеристики канала разряда и окружающей его жидкости.

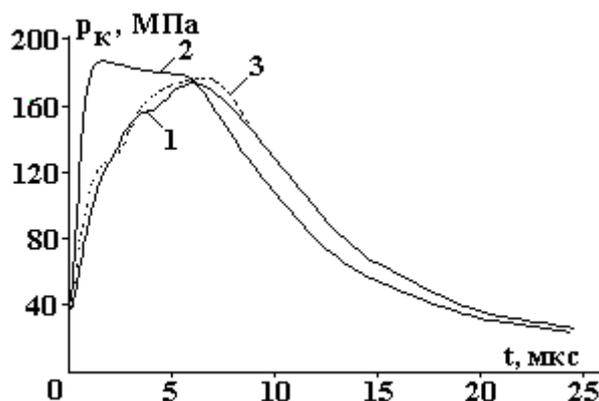


Рис. 2. Давление в канале разряда

Таким образом, при решении обратной задачи гидродинамики подводного искрового разряда моделирование кривой мощности ломаной линией, состоящей из четырех отрезков, является целесообразным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. Киев, Наук. думка, 1990.
2. Вовченко А.И., Шамко В.В., Шишов А.М. Математическое моделирование и оптимизация электрогидроимпульсных технологических процессов // Техн. электродинамика. 2005. № 3. С. 68–73.
3. Крутиков В.С. Одномерные задачи механики сплошной среды с подвижными границами. Киев, Наук. думка, 1985.
4. Крутиков В.С. Функции управления волновыми процессами в областях с подвижными границами (расширение цилиндра конечной длины) // Письма в журнал техн. физики. 2005. Т. 31. Вып. 12. С. 88–94.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1986.
6. Вовченко А.И. Начальные условия для задачи о численном исследовании динамики подводного искрового разряда // Праці ІЕД НАНУ. Електродинаміка: зб. наук.пр.: К: ІЕД НАН України. 2001. С. 117–120.
7. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под. ред. С.К. Годунова. М., Наука, 1976.
8. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., Наука, 1971.
9. Иванов А.В., Шамко В.В. Влияние аппроксимации закона ввода энергии на гидродинамическое поле течения мощного подводного искрового разряда // Новое в разрядно-импульсной технологии. Киев, Наук.думка, 1979. С. 65–72.
10. Шамко В.В. Интегральные характеристики подводного искрового разряда // Журнал техн. физики. 1978. Т. 48. № 5. С. 967–971.
11. Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, Наук. думка, 1979.

Поступила 09.11.05

Summary

The ways of selection of curve shape modeling the law of electric power input in a discharge filament for the numerical solution of inverse hydrodynamic problem of the underwater spark discharge were investigated. It was demonstrated that in case of its presentation as a broken line composed of four sections, the calculated hydrodynamic characteristics of the discharge filament and workspace unessentially differ from the values, received at the calculations with experimental power curve.

Н.И. Ботошан

МНОГОМЕРНАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ФУНКЦИИ РЕГРЕССИИ

*Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, MD-2028, г. Кишинев, Республика Молдова*

Введение

Формально-эвристические методы решения широко распространены в оперативных задачах планирования и управления экономикой. По существу, это формулирование некоторого набора эвристик, обеспечивающих построение таких формальных алгоритмов, позволяющих получить оптимальное решение с необходимой точностью [1]. Оптимизация в технологиях переработки продуктов растениеводства основана на получении квадратичной функции отклика методом планирования эксперимента и существенно отличается от задач линейного программирования [2].

Интересный класс задач имеет отношение к определению экстремумов, расположенных на границе рассматриваемого промежутка или области пространства. В частности, в задачах оптимизации технологических процессов необходимо определить экстремум функции регрессии, подчиненной системе неравенств (ограничений). Для линейных функций разработана методика линейного программирования, сводящая поиск решения к численному анализу симплекс-методом. В случае квадратичной функции система ограничений предъявляет дополнительные требования, выполнить которые возможно путем канонического преобразования квадратичной формы и последующего, аналогичного симплекс-методу, поиска решения. Аналогом возможности аналитического представления области ограничений одной формулой является известный метод множителей Лагранжа, применяемый в задачах оптимизации. В этой статье развит формально-эвристический метод оптимизации функции регрессии, включающий преобразование квадратичной формы в каноническую, и линейный анализ преобразованных переменных в заданной их области ограничений, аналогичный симплекс-методу оптимизации.

Приведение квадратичной функции отклика к каноническому виду

Рассмотрим случай квадратичной функции регрессии двух переменных (факторов эксперимента) [3]:

$$Y(x_1, x_2) = a_{11}x_1^2 + 2a_{12}x_1x_2 + a_{22}x_2^2 + a_1x_1 + a_2x_2 + a_0.$$

Детерминант однородной системы преобразований в канонический вид квадратичной формы приводит к следующему характеристическому уравнению:

$$D = \begin{vmatrix} a_{11} - \lambda & a_{12} \\ a_{12} & a_{22} - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

решение которого выглядит так: $\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left\{ (a_{11} + a_{22}) \pm \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}^2} \right\}$.

В результате канонического преобразования квадратичная форма функции отклика приобретает вид

$$Y(x_1, x_2) = \lambda_1 (x'_1)^2 + \lambda_2 (x'_2)^2 + \mu_1 x'_1 + \mu_2 x'_2 + a_0,$$

где

$$\begin{aligned} x'_1 &= b_{11}x_1 + b_{21}x_2, & \mu_1 &= \frac{a_1(b_{22} - b_{12})}{\Delta}, \\ x'_2 &= b_{12}x_1 + b_{22}x_2; & \mu_2 &= \frac{a_2(b_{11} - b_{21})}{\Delta}; \end{aligned} \quad \text{где } \Delta = \begin{vmatrix} b_{11} & b_{21} \\ b_{12} & b_{22} \end{vmatrix}.$$

Коэффициенты b_{ij} в этих выражениях должны удовлетворять условию нормировки:

$$b_{11}^2 + b_{21}^2 = 1,$$

$$b_{12}^2 + b_{22}^2 = 1.$$

Для удовлетворения этих условий после их определения из однородной системы

$$b_{21} = \frac{\lambda_1 - a_{11}}{a_{12}} b_{11} = \frac{a_{12}}{\lambda_1 - a_{22}} b_{11}$$

$$b_{12} = \frac{\lambda_2 - a_{22}}{a_{12}} b_{22} = \frac{a_{12}}{\lambda_2 - a_{11}} b_{22}$$

их умножают на нормирующий множитель

$$N = \frac{1}{\sqrt{b_{11}^2 + b_{21}^2}} = \frac{1}{\sqrt{b_{22}^2 + b_{12}^2}}.$$

Например, для коэффициентов формы $a_{11} = 17$, $a_{12} = 6$, $a_{22} = 5$ имеем $\lambda_1 = 20$, $\lambda_2 = 5$ и $\frac{b_{21}}{b_{11}} = \frac{1}{2}$; $\frac{b_{12}}{b_{22}} = -\frac{1}{2}$, а нормирующий множитель $N = \frac{1}{\sqrt{5}}$.

Следовательно, новые переменные канонической формы равны

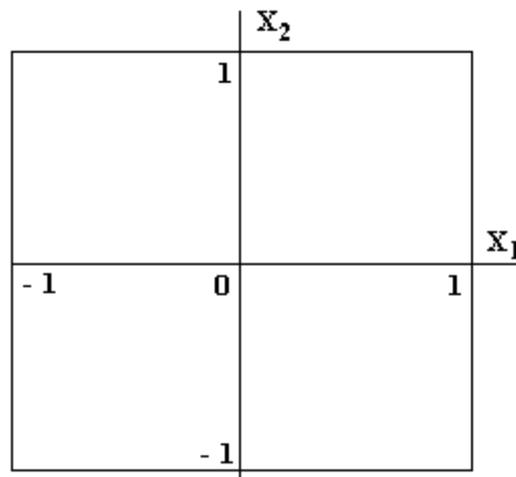
$$x'_1 = \frac{1}{\sqrt{5}}(2x_1 + x_2),$$

$$x'_2 = \frac{1}{\sqrt{5}}(-x_1 + 2x_2)$$

а коэффициенты при линейных членах соотносятся как $\frac{\mu_1}{a_1} = \frac{3}{5}$ и $\frac{\mu_2}{a_2} = \frac{1}{5}$.

Оптимизация многомерной, квадратичной функции регрессии

Переменные функции регрессии, полученной методом планирования эксперимента, являются кодированными величинами факторов последнего. Согласно плану эксперимента значения кодированных факторов ограничены интервалом значений: $|x_i| \leq 1$, $i = 1, 2$. Критерию оптимизации обычно соответствует процедура определения максимума или минимума функции отклика. На рисунке представлена область допустимых решений системы неравенств, имеющая геометрическую форму квадрата со стороной, равной 2, центр которого находится в точке начала координат.



Экстремальные значения квадратичной формы $Y(x_1, x_2)$ в заданной области зависят от параметров λ_i и определяются пятью кардинальными точками квадрата области ограничений. В двух парах из четырех точек вершин квадрата величин x'_i имеют одинаковые значения, а именно – в вершинах, лежащих на соответствующих диагоналях квадрата. Во всех вершинах квадрата сумма квадратов величин x'_i максимальная. Следовательно, для оптимизации на максимум функции регрессии $Y(x_1, x_2)$, когда $\lambda_i > 0$, необходимо выбрать ту диагональ квадрата, для которой переменная x'_i при большем значении λ_i является наибольшей величиной. Естественно, таких точек в пространстве области оптимизации две, лежащих в противоположных вершинах на концах диагонали квадрата. Для исследованного примера $Y(1,1) = 20 * \frac{9}{5} + 5 * \frac{1}{5} + a_1 + a_2 + a_0 = 37 + a_1 + a_2 + a_0$ и $Y(-1,-1) = 37 - a_1 - a_2 + a_0$, что позволяет элементарно отбирать максимальное значение функции отклика при известных коэффициентах формы. Отбор из двух точек одной выполняется по знаку линейных коэффициентов функции регрессии.

Если хотя бы одно значение корней характеристического уравнения отрицательное, процедура оптимизации на определение максимума функции регрессии значительно упрощается – переменная величина x'_i , при соответствующем отрицательном коэффициенте λ_i приравнивается нулю. Заметим, что в случае положительных корней для величины λ_i минимальному значению функции $Y(x_1, x_2)$ соответствует точка центра квадрата: $Y(0,0) = Y_{\min} = a_0$.

Развитую методику оптимизации двухфакторного эксперимента для функции отклика двух переменных можно применить для оптимизации многофакторного эксперимента. Например, для случая трехфакторного эксперимента основой для оптимизации является канонически преобразованная квадратичная форма:

$$Y(x_1, x_2, x_3) = \lambda_1(x'_1)^2 + \lambda_2(x'_2)^2 + \lambda_3(x'_3)^2 + a_0.$$

Характеристическое уравнение при этом имеет вид

$$D = \begin{vmatrix} a_{11} - \lambda & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} - \lambda & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} - \lambda \end{vmatrix} = 0,$$

где a_{ij} коэффициенты формы:

$$Y(x_1, x_2, x_3) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 a_{ij} x_i x_j + a_0.$$

Характеристическое уравнение можно представить в виде

$$\lambda^3 - \sigma \lambda^2 + \chi \lambda - \delta = 0,$$

где $\sigma = a_{11} + a_{22} + a_{33}$;

$$\chi = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{12} & a_{22} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} a_{11} & a_{13} \\ a_{13} & a_{33} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} a_{22} & a_{23} \\ a_{23} & a_{33} \end{vmatrix};$$

$$\delta = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{12} & a_{22} & a_{23} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} \end{vmatrix}.$$

Введенные переменные канонической формы определяются соотношениями:

$$x'_1 = b_{11}x_1 + b_{21}x_2 + b_{31}x_3,$$

$$x'_2 = b_{12}x_1 + b_{22}x_2 + b_{32}x_3,$$

$$x'_3 = b_{13}x_1 + b_{23}x_2 + b_{33}x_3.$$

Коэффициенты b_{ij} в этих выражениях удовлетворяют алгебраической, однородной системе уравнений вида

$$\begin{cases} (a_{11} - \lambda_i)b_{1i} + a_{12}b_{2i} + a_{13}b_{3i} = 0, \\ a_{21}b_{1i} + (a_{22} - \lambda_i)b_{2i} + a_{23}b_{3i} = 0, \\ a_{31}b_{1i} + a_{32}b_{2i} + (a_{33} - \lambda_i)b_{3i} = 0, \end{cases}$$

где $i = 1, 2, 3$.

Например, для случая $a_{11} = 7$, $a_{12} = -2$, $a_{13} = 0$, $a_{22} = 6$, $a_{23} = -2$, $a_{33} = 5$ имеем $\lambda_1 = 3$, $\lambda_2 = 6$ и $\lambda_3 = 9$. Формулы преобразования переменных в канонический вид квадратичной формы выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} x'_1 &= \frac{1}{3}(x_1 + 2x_2 + 2x_3); \\ x'_2 &= \frac{1}{3}(2x_1 + x_2 - 2x_3); \\ x'_3 &= \frac{1}{3}(-2x_1 + 2x_2 - x_3). \end{aligned}$$

Результат оптимизации: $Y(-1,1,-1) = Y(1,-1,1) = Y_{\max} = 9 * \frac{25}{9} + 6 * \frac{1}{9} + 3 * \frac{1}{9} + a_0 = 26 + a_0$,

$Y(0,0,0) = Y_{\min} = a_0$. При наличии линейных членов результат оптимизации получаем отбором максимального или минимального значения функции отклика из трех конкретных значений: $Y(-1,1,-1) = 26 - a_1 + a_2 - a_3 + a_0$, $Y(1,-1,1) = 26 + a_1 - a_2 + a_3 + a_0$ и $Y(0,0,0) = a_0$.

Изложенная схема приведения квадратичной регрессии к каноническому виду применима также при любом числе переменных, однако решение характеристического уравнения становится все более трудным. Поэтому нахождение характеристических чисел и преобразование переменных – трудоемкая процедура. Кроме того, методика оптимизации представляет область допустимых значений переменных в N -мерном пространстве. Например, для трехфакторного эксперимента эта область является кубом в трехмерном пространстве со стороной равной 2, и центром в начале координат. В этом случае противоположные точки с равными значениями квадратов новых переменных x'_i являются точками вершин диагоналей куба. В четырехмерном пространстве форму области оптимизации графически представить невозможно. Несмотря на это противоположные точки на концах диагоналей можно легко получить из условия центральной симметрии путем изменения знаков всех переменных. Например, точка вершины $A(1,1,1)$ имеет противоположную вершину $A_5(-1,-1,-1)$, а точка вершины $B(1,1,-1,-1)$ соответствует противоположная вершина диагонали четырехмерного куба $B_5(-1,-1,1,1)$ и т.д.

Комментарии и выводы

Методика оптимизации преобразованием квадратичной функции отклика в каноническую довольно просто реализуется программированием на компьютере. В этой методике содержатся элементы симплекс-метода оптимизации наряду с каноническим преобразованием функции отклика. Универсальность метода опирается в ограничения, связанные лишь с возможностями нахождения корней характеристического уравнения для квадратичной функции отклика.

Однако приведенный анализ указывает на следующие свойства области ограничения решений при поиске экстремальных значений квадратичной функции регрессии: экстремумы функции находятся в одной из точек вершин пересечений поверхностей, выражающих ограничения областью допустимых значений факторов функции регрессии, или в точке, определенной из уравнений необходимого условия экстремума; точки вершин области ограничений обладают центральной симметрией; количество предполагаемых точек экстремума равняется $2^k + 1$, где k – число факторов функции регрессии.

Следовательно, для оптимизации квадратичной функции отклика достаточно: решить систему линейных уравнений, выражающую необходимое условие экстремума, и определить значение функции в этой точке; пересчитать значения функции регрессии в 2^k точках вершин области ограничений; определить экстремальное значение функции подбором из $2^k + 1$ значений.

Таким образом, оптимизация квадратичной функции регрессии сводится к аналогичному симплекс-методу отбору оптимального решения по точкам вершин области ограничений, включая и точку необходимого условия экстремума.

Особую значимость оптимизация функции регрессии с целью уточнения режимов электрической или термической обработки приобретает в пищевой перерабатывающей промышленности. В технологиях переработки биологического сырья уточнение режимов обработки иногда приводит к новому качеству готового продукта, а даже незначительное увеличение его выхода представляет собой ощутимый экономический эффект.

В статье [2] методом планирования эксперимента изучается возможность интенсификации протирки и центрифугирования электроплазмолизованной томатной пульпы. Дело в том, что производство томат-пасты путем выпаривания является энергоемким технологическим процессом, в котором оптимизация режимов электроплазмолиза и тепловой обработки позволяет снизить потребление тепловой энергии. Для достижения эффекта после электрической обработки выполняют протирку или центрифугирование пульпы, выход которой зависит от режима электроплазмолиза. Отметим, что увеличение выхода предварительной протирки или центрифугирования всего на 1% отражается объемом производства томат-пасты в тысячи единиц готового продукта. Аналогичный процесс интенсификации экстракции сахара с увеличением выхода предварительным электроплазмолизом исследован в [4]. Разность концентраций содержания сахара в диффузионном соке от электроплазмолизованного сырья и необработанного током указывает на возможности улучшения динамики концентрирования.

Следовательно, предварительный экспериментальный анализ с применением оптимизации функции регрессии в процессах электрической и термической обработки биологического сырья является одним из возможных факторов обеспечения роста экономической эффективности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алгоритмы и организация решения экономических задач. Сборник статей. Вып. 2. «Статистика». М., 1973.
2. Берзой С.Е., Ботошан Н.И., Рудковская Г.В., Панькова А.С. Цырдя И.Д. Интенсификация протирки и центрифугирования томатной пульпы электроплазмолизом // Электронная обработка материалов. 1990. № 2. С. 73–76.
3. Ефимов Н.В. Квадратичные формы и матрицы. Наука, М., 1967.
4. Ботошан Н.И., Папченко А.Я., Берзой С.Е. Интенсификация процесса экстракции сахара предварительной электрообработкой свекловичной стружки // Электронная обработка материалов. 1990. № 6. С. 66–72.

Поступила 15.08.05

Summary

The method of multidimensional optimization of a square-law function obtained by a method of experiment planning in problems of technologies of vegetable products processing is developed. The peculiarity of optimization problems for alimentary technologies consists of in limitation of space range of factors of planned experiment. The formal-heuristic method of optimization of regression function includes a transformation of a quadratic form into a canonical form, and linear analysis of converted variables in the given range of constraints similar to a simplex method. The possibilities of further simplification of the method, including computer-oriented implementation, are given.

В.Н. Цуркин, А.В. Мельник

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОРАЗЯДНОГО ГЕНЕРАТОРА УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ РАБОЧЕГО ЭЛЕМЕНТА НА ПОСЛЕРАЗЯДНОЙ СТАДИИ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-А, г. Николаев, 54018, Украина*

Введение

Проблема повышения качества литого металла решается совокупностью технологических приемов, используемых на всех стадиях металлургического передела. Причем обработка жидкого металла вне печного агрегата позволяет как существенно нивелировать отрицательное влияние металлургической наследственности, так и обеспечить более эффективную кристаллизацию и затверждение, выравнивание химического состава в объеме литого металла, удаление вредных примесей и т.п. Условием расширения функциональных возможностей методов внепечной обработки расплава служит дальнейшее развитие научных представлений о механизмах воздействия и путях повышения его эффективности [1, 2]. Методы, основанные на внешнем физическом воздействии на расплав, так же как другие приемы обработки жидкого металла, не являются универсальными, но их multifunctionality обеспечивает им широкий набор технологических возможностей [1–3]. В их числе – электрогидроимпульсная обработка (ЭГИО) расплава, которая характеризуется импульсом достаточно высокой мощности, широкополосным спектром частот генерируемого в расплав импульса давлений и регулируемые параметрами воздействия. Возмущения в жидкий металл при таком способе обработки передаются через подвижный элемент (пластину с волноводом) электроразрядного генератора упругих колебаний (ЭРГУК) [4], общий вид которого представлен на рис.1. Структура же и свойства литого металла зависят от величины и характера импульсно-периодической нагрузки, передаваемой на стадии обработки в жидкий металл. Если при расширении канала разряда (активная стадия) нагрузка в расплав генерируется через передающий элемент посредством волновых процессов, то на послеразрядной стадии (пассивная стадия) передающий элемент ЭРГУК движется как абсолютно твердое тело. Длительность активной стадии, как правило, не превышает 200 мкс [5], пассивная стадия продолжается в течение нескольких миллисекунд. Поэтому управление высокочастотной составляющей передаваемой нагрузки на разрядной стадии целесообразно осуществлять, изменяя параметры разрядного контура, а низкочастотной составляющей – после стадии разряда – варьируя геометрическими характеристиками генератора.

К сожалению, в научных изданиях отсутствуют сведения о влиянии геометрических характеристик ЭРГУК на перемещение рабочего элемента в жидком металле при пассивной стадии, энергетические показатели которой могут быть соизмеримы и даже существенно превышать аналогичные для канальной стадии разряда [4–6]. Цель работы – показать возможность управления параметрами нагружения жидкого металла при ЭГИО на послеразрядной стадии за счет геометрических характеристик ЭРГУК.

Теоретическое исследование

В работе [7] с позиций теории упругости и гидромеханики на основе численного моделирования количественно описаны процессы, происходящие в технологической установке при ЭГИО расплава в ковше. Однако анализ напряженно-деформированного состояния упругой системы проведен только для активной стадии разряда.

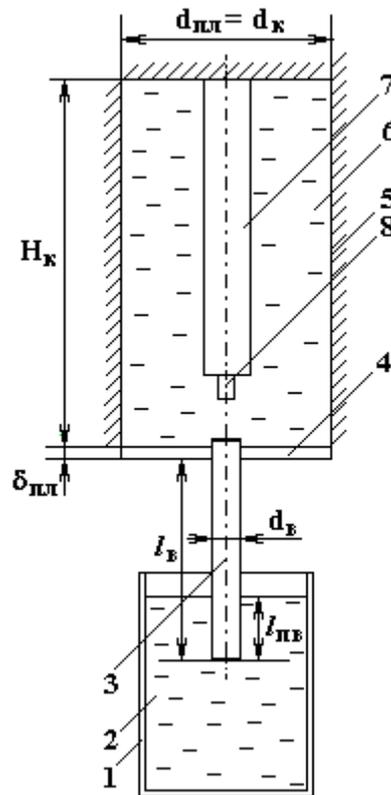


Рис. 1. Общий вид ЭРГУК:

1 – коил; 2 – расплав; 3 – волновод; 4 – пластина; 5 – разрядная камера; 6 – вода;
7 – электрод; 8 – токовод

Известно, что при электровзрыве в ограниченном объеме, кроме ударных волн и гидропотока, обеспечивающих воздействие на объект обработки, присутствует еще и квазистатическое давление, возникающее при расширении парогазовой полости (ПГП) [4–6]. Это давление растет при расширении ПГП на послеразрядной стадии от гидростатического до максимального, остается в течение некоторого времени постоянным, а затем снова уменьшается до гидростатического. Экспериментальные исследования механизма нагружения пластин при электрогидроимпульсной штамповке в замкнутом объеме показали, что вклад квазистатического давления в деформацию образцов составляет приблизительно 70%, а для ударных волн и гидропотока эти значения лежат в пределах 20 и 10% соответственно [8]. Проводя аналогию для ЭГИО, можно предположить, что на послеразрядной стадии в расплав генерируются достаточно высокие уровни давлений.

При моделировании колебательного движения передающего элемента ЭРГУК, согласно рекомендациям [7], рассмотрим задачу колебаний пластины в одномерной постановке с учетом массы волновода, который считается абсолютно жестким телом, колеблющимся соответственно перемещению полюса пластины.

Приняты следующие допущения:

- жидкость, заполняющая разрядную камеру, идеальна и сжимаема;
- движение рабочего элемента начинается из положения статического равновесия;
- деформирование пластины происходит упруго, согласно закону Гука для изотропных сред;
- в местах крепления пластины к поверхности камеры принято условие жесткого защемления (в движении участвует 30% массы пластины);
- диаметр пластины равен диаметру разрядной камеры;
- осесимметричная нагрузка от квазистатического давления равномерно распределена по всей поверхности пластины;
- в энергию ПГП переходит 30% от энергии, выделившейся в искровой канал [5];
- волновод имеет форму кругового цилиндра;
- теплопередача от жидкого металла к волноводу не учитывается.

Приняты следующие граничные условия:

- равенство давлений в ПГП и в жидкости на границе раздела сред;

– на границах раздела жидкости, пластины и стенок камеры принято условие непротекания. Внешняя нагрузка от квазистатического давления принималась в форме полуволны синусоиды:

$$F(t) = S_{\text{пл}} P_{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{\tau} t,$$

где $S_{\text{пл}}$ – площадь упругой пластины; P_{max} – амплитуда квазистатического давления; τ – период пульсации ПГП; t – время.

Величина максимального давления, действующего на пластину при расширении ПГП, находится из уравнения состояния жидкости в форме Тэта и оценивается выражением [9]:

$$P_{\text{max}} = \frac{P_0 + B}{\left(1 - \frac{V_{\text{ПГП}}}{V_{\text{к}}}\right)^n} - B,$$

где B и n – константы для воды, равные $B \approx 3,02 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$; $n=7$; P_0 – давление невозмущенной жидкости; $V_{\text{ПГП}}$ – максимальный объем ПГП; $V_{\text{к}}$ – объем камеры. Эта формула справедлива для сферической разрядной камеры, однако при оценочных расчетах ее можно применить для камеры цилиндрической формы.

Согласно данным эксперимента [9], значение максимального радиуса полости можно принять равным 1/4 радиуса ПГП в открытом объеме, который определяется по формуле

$$R_{\text{max}} = \left(\frac{3E_p}{4\pi P_0}\right)^{1/3},$$

где E_p – запасаемая энергия.

Время действия нагрузки τ принято равным 1/10 от периода ПГП в открытом объеме [9], величина которого находится по формуле Виллиса:

$$\tau_0 = 1,14 \sqrt{\rho_0} \frac{(E_p)^{1/3}}{(P_0)^{5/6}},$$

где ρ_0 – плотность невозмущенной жидкости.

Учитывается только первая пульсация, так как вторая является довольно слабой и чаще всего уже после первой пульсации полость разрушается [4].

Демпфирующие свойства расплава характеризуются диссипативными силами волнового

$$F_1 = \rho_p c_p S_B \frac{dx_B}{dt}$$

и вязкостного сопротивления

$$F_2 = \frac{1}{2} \rho_p S_B C_{\text{сопр}} \left(\frac{dx_B}{dt}\right)^2,$$

где ρ_p – плотность расплава; c_p – скорость звука в расплаве; S_B – площадь поперечного сечения волновода; $C_{\text{сопр}}$ – коэффициент сопротивления движению волновода в расплаве, зависящий от его диаметра и длины погруженной в расплав части [10]; x_B – смещение торца волновода.

Присоединенная масса жидкого металла $m_{\text{пр}} = k_{\text{пр}} \rho_p V_{\text{пв}}$ и восстанавливающая сила $F_3 = \rho_p g S_B x_B$, (где $k_{\text{пр}}$ – коэффициент присоединенной массы жидкости для вертикально погруженного цилиндра [11]; $V_{\text{пв}}$ – объем погруженной части волновода; g – ускорение силы тяжести), зависят от глубины погружения волновода, которая составляет 1/3 его длины.

Сила упругости подвижного элемента

$$F_4 = k_{\text{пл}} x_B,$$

где $k_{\text{пл}}$ – коэффициент упругости пластины, определяется из закона Гука аналогично [12], но рассматривается прогиб жестко закрепленной по внешнему контуру пластины с центральным абсолютно жестким диском [13].

С учетом принятых допущений динамическую модель ЭРГУК при ЭГИО расплава в ковше можно представить в виде колебательной системы с одной степенью свободы, имеющей упругий

элемент и демпфер (см. рис.2). Возмущающая сила соответствует равномерно распределенной осесимметричной нагрузке, создаваемой квазистатическим давлением.

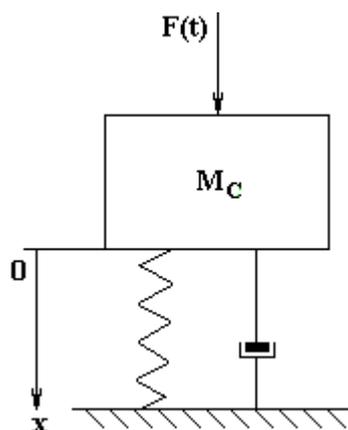


Рис. 2. Динамическая модель ЭРГУК при ЭГИО расплава в ковше

На основании численного решения дифференциального уравнения движения колебательной системы

$$\frac{d^2 x_B}{dt^2} = \frac{\sum_{i=1}^4 F_i}{M_c},$$

где M_c – масса колебательной системы, проведены оценки амплитуды затухающих колебаний торца волновода в зависимости от его диаметра, толщины и диаметра пластины при различных значениях энергии, выделившейся в канале разряда. Уравнение решалось методом Рунге-Кутты 4-го порядка на временном отрезке от 0 до 8 мс с шагом 2 мкс.

Обсуждение результатов

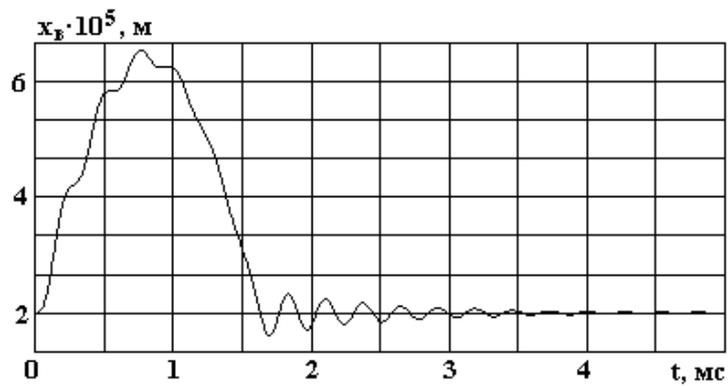
Расчеты выполнены при значениях энергии разряда 1, 2 и 3 кДж. Геометрические параметры ЭРГУК приведены на рис.1. Высота камеры H_k составляла 270 мм. Толщина пластины $\delta_{пл}$ принималась равной 10, 16 и 20 мм, ее диаметр $d_{пл}$ – 100, 300 и 400 мм, а диаметр волновода d_B – 40, 60 и 80 мм при длине l_B , равной 900 мм. Материал упругой пластины и волновода – Ст 3, объект обработки – расплав Fe. Приведенные характеристики соответствуют тем, которые используются в реальных установках промышленного назначения для ЭГИО металла в ковше.

Численный эксперимент показал, что с увеличением толщины пластины (см. рис. 3) и диаметра волновода (см. рис. 4,а) амплитуда уменьшается почти на порядок, появляются высокочастотные составляющие в основном перемещении пластины, а частота затухающих колебаний увеличивается. С повышением запасенной энергии амплитуда торца волновода и длительность основного перемещения увеличиваются, частота затухающих колебаний практически не изменяется (см. рис. 4,б).

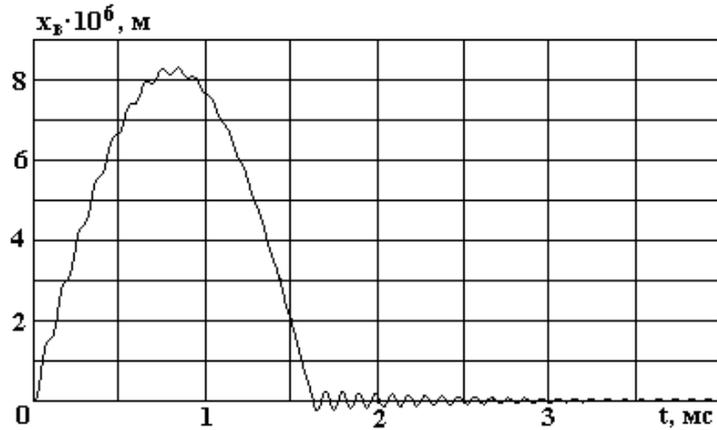
При увеличении диаметра пластины и соответственно диаметра камеры существенно повышается амплитуда колебаний волновода, сокращается длительность основного перемещения и значительно падает частота затухающих колебаний (см. рис. 5,а). Увеличение диаметра волновода несколько снижает амплитуду основного перемещения и частоту затухающих колебаний (см. рис. 5,б).

На базе приведенной модели проведены расчеты при параметрах системы, аналогичных данным работы [7]. Сравнительный анализ полученных результатов показал, что амплитуды первого полупериода колебаний торца волновода практически совпадают. Далее амплитуда и период затухающих колебаний от воздействия квазистатического давления расширяющейся ППП значительно снижаются. При нагрузке от давления канала разряда процесс затухания колебаний менее интенсивен.

Таким образом, в процессе проектирования установки при определении динамических характеристик ЭРГУК необходимо учитывать как воздействие давления разрядного канала активной стадии [7], так и нагрузку от ППП на пассивной стадии разряда, что представляет собой отдельную задачу. Данное замечание подтверждается экспериментом. В монографии [4] представлена осциллограмма импульса основного перемещения рабочего элемента, из которой видно, что срез импульса перемещения выпуклый и “затянутый” за счет действия квазистатического давления.

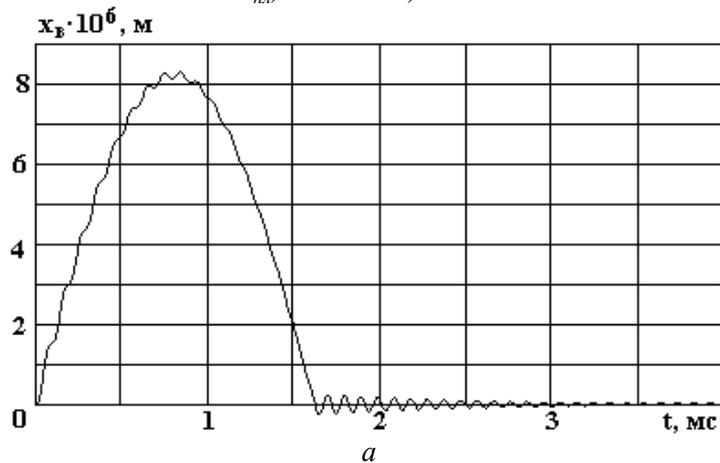


a

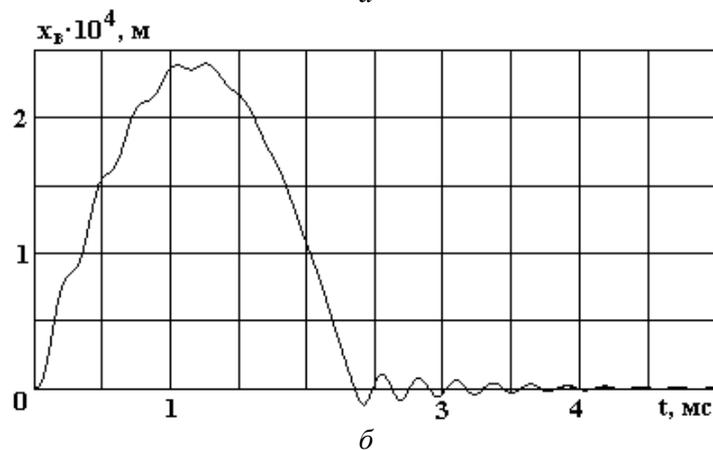


б

Рис. 3. Перемещение торца волновода ($E_p=1$ кДж; $d_{nl}=100$ мм; $d_6=40$ мм).
 $\delta_{nl}, \text{мм}$: *a* – 10; *б* – 20

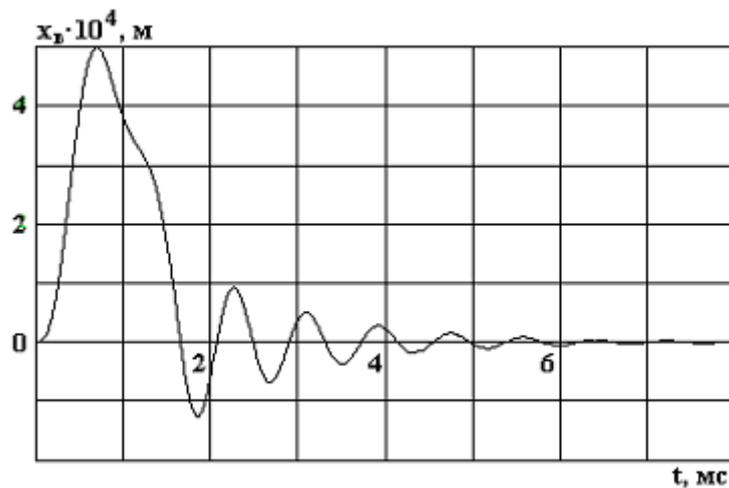


a

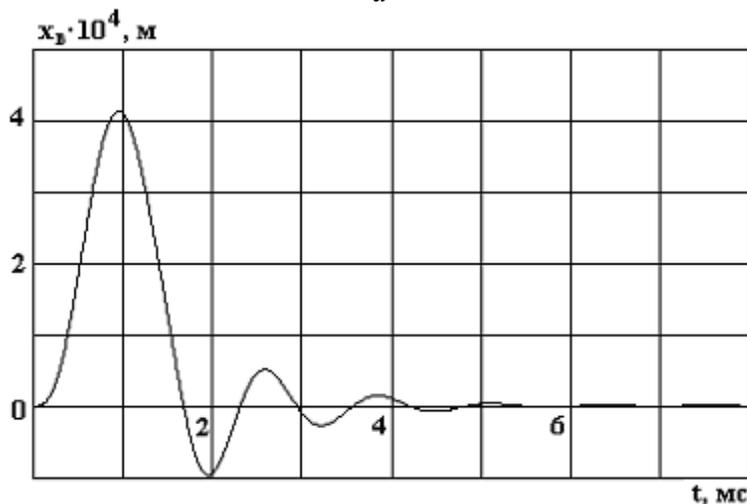


б

Рис. 4. Перемещение торца волновода ($d_{nl}=100$ мм; $\delta_{nl}=10$ мм).
 E_p , кДж: *a* – 1; $d_6=80$ мм; *б* – 3; $d_6=40$ мм



a



б

Рис. 5. Перемещение торца волновода ($E_p=1$ кДж; $d_{nl}=400$ мм; $\delta_{nl}=20$ мм).
 d_0 , мм: а – 40; б – 80

Выводы

1. Перемещение рабочего элемента ЭРГУК представляет собой результирующее движение от воздействия давления канала разряда и квазистатического давления ППП.
2. При проектировании ЭРГУК, варьируя геометрическими характеристиками его элементов, можно регулировать параметры нагружения и управлять механизмом воздействия на обрабатываемый металл при ЭГИО расплава в ковше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Найдек В.Л. Процессы внеагрегатной обработки металлических расплавов массового использования // Сучасне матеріалознавство ХХІ сторіччя. Киев, 1998. С. 133–154.
2. Ефимов В.А., Эльдарханов А.С. Физические методы воздействия на процессы затвердевания сплавов. М., 1995.
3. Грабовый В.М. Экономичность и эффективность способов внешнего физического воздействия на расплав // Материалы V Международной научной школы-семинара “Импульсные процессы в механике сплошных сред”. Николаев, 2003. С.88–90.
4. Поздеев В.А., Царенко П.И., Бутаков Б.И., Малюшевский П.П. Электроразрядные генераторы упругих колебаний. Киев, 1985.
5. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. Киев, 1990.
6. Шепелева Т.В., Шамко В.В., Атанов Г.А. Гидродинамические аспекты электровзрыва в жесткой сферической оболочке // Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев, 1980. С. 113–122.

7. Галиев Ш.У., Барбашова Г.А., Билянский Ю.С., Журнов М.В., Косенков В.М. Взаимодействие электроразрядного генератора колебаний с жидким металлом в ковше // Проблемы прочности. 1991. № 11. С. 78–82.
8. Теляшов Л.Л., Дорофеев С.А., Нестеров А.М., Ляшко Л.П. Исследование механического нагружения заготовок при различных условиях проведения электрического разряда в воде // Физические основы электрогидравлической обработки материалов. Киев, 1978. С. 98–104.
9. Литвиненко В.П., Шамко В.В., Деревянко Ю.И. Влияние жесткой оболочки на динамику парогазовой полости // Основные проблемы разрядно-импульсной технологии. Киев, 1980. С. 50–61.
10. Справочник по теории корабля: В 3-х томах. Т.1. Гидромеханика. Сопротивление движению судов. Судовые движители / Под ред. Я.И. Войткунского. Л., 1985.
11. Короткин А.И. Присоединенные массы судна: Справочник. Л., 1986.
12. Цуркин В.Н., Мельник А.В. Исследование амплитуды перемещения передающего элемента электроразрядного генератора упругих колебаний // Электронная обработка материалов. 2003. № 6. С. 63–69.
13. Вайнберг Д.В., Вайнберг Е.Д. Расчет пластин. Киев, 1970.

Поступила 13.10.05

Summary

On the basis of numerical modeling the estimate of damping amplitude caused by means of electrical discharge guide generator of elastic vibrations during the post-discharge phase of electrical hydro pulse treatment of melt in the foundry ladle is completed. Possibility to control over the exposure parameters by means of geometrical characteristics variation of plant elements is shown.

А.Р. Ризун, Ю.В. Голень, С.А. Яцюк

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ДОННЫХ ГРУНТОВ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-А, г. Николаев, 54018, Украина*

Альтернативой применению взрывчатых веществ (ВВ) для разрушения прочных донных грунтов при производстве дноуглубительных работ на акваториях морских и речных портов может стать способ электроразрядного разрушения неметаллических материалов. Суть его заключается в использовании воздействия ударной волны, генерируемой электроразрядом (ЭР).

Так же, как и при использовании ВВ в разрушаемом объекте, бурятся шпуры, которые заполняются водой, но вместо ВВ устанавливается электродная система, когда при подаче импульса высокого напряжения в шпуре происходит пробой жидкости в разрядном промежутке. Этот процесс сопровождается мгновенным расширением канала разряда и возрастанием давления на фронте ударной волны до нескольких десятков тысяч атмосфер.

Как показали исследования, ЭР обладает рядом преимуществ по сравнению со взрывом ВВ, а именно: возможностью регулировать силовое воздействие на разрушаемый материал; отсутствием бризантности, что исключает разлет осколков, обеспечением заданного, направленного откола.

Отношение энергии импульса сжатия к энергии заряда ВВ на приведенных к единице веса расстояниях порядка 100 см/г оказывается равным 20%, что близко к величине электроакустического КПД электрических разрядов в воде. Энергия пульсации газового пузыря, образованного взрывом ВВ, равна приблизительно 40% энергии заряда, в то время как у ЭР она составляет 25–30% энергии разряда [1]. Такие сходства характеристик позволяют обеспечить положительные результаты при использовании ЭР для разрушения прочных донных грунтов, где невозможно производить взрыв ВВ из-за близости гидротехнических и береговых сооружений.

Особенности процесса разрушения слоистых донных грунтов обусловлены следующими особенностями их строения:

- неоднородностью пластов по прочности;
- наличием низкопрочных, промежуточных слоев $\sigma_{сж} < 10$ МПа;
- размерами и толщиной пластов от 0,2 до 5 м;
- глубиной залегания пластов;
- рельефом пластов с перепадами до 2 м;
- наличием карстовых пустот в верхних слоях.

В результате ЭР в шпуре на границе с массивом грунта за счет мгновенного расширения канала разряда образуется ударная волна сжатия, скорость распространения которой в глубь массива зависит от плотности разрушаемой среды и давления волны сжатия, генерируемой ЭР.

В зоне, примыкающей к объему шпура, напряжение сжатия становится намного выше прочности грунта, вследствие чего последний сжимается, образуя камуфлетную (сферическую) полость, радиус которой намного превышает радиус канала разряда.

В результате давления волны сжатия, превышающего сопротивление среды, грунт разрушается и оказывается под давлением поступательного движения по направлению радиуса действия волн сжатия. Максимальное разрушение происходит в сторону линии наименьшего сопротивления (ЛНС) материала со сторон уступа или углубления. Вызванные волной сжатия напряжения за пределами зоны разрушения становятся меньше сопротивления сжатия грунта, но еще достаточны, чтобы образовывать трещины в зоне трещинообразования. Размер и форма трещин зависят от физико-механических свойств грунта, величины энергии разряда и глубины залегания грунта. Граница зоны трещинообразования определяет схему размещения шпуров.

Для получения требуемого эффекта рыхления дна требуется такое размещение шпуров, при котором ЭР обеспечит сплошное разрушение грунта на их глубину. При ЭР механизм разрушения представляется в следующей последовательности. Волна сжатия в начале воздействия на околошпуровую зону разрушает ее радиальными трещинами на 2–3 радиуса шпура или увеличивает существующие трещины. Газовый пузырь, образовавшийся вслед за ударной волной, вгоняет с большой скоростью воду в микротрещины материала, расклинивая его. Отраженные от свободных поверхностей волны интерферируют и воздействуют дополнительно на трещины, доводя их до критических размеров.

Многочисленными экспериментами в акватории Севастопольского морского порта установлена зависимость глубины шпура, радиуса зоны разрушения и трещинообразования от энергии разряда (см. таблицу, рис. 1).

Результаты экспериментов электроразрядного рыхления грунтов в акватории Севастопольского морского порта

№ опыта	Энергия, кДж	Прочность грунта, $\sigma_{сж}$, МПа	Глубина шпура h , м	Радиус разрушения, м
1	25	5	1	0,35
2	50	10	0,9	0,38
3	50	20	0,7	0,26
4	75	30	0,65	0,31
5	75	50	0,57	0,26
6	75	80	0,5	0,22
7	100	100	0,48	0,23
8	100	120	0,45	0,22
9	100	160	0,4	0,2

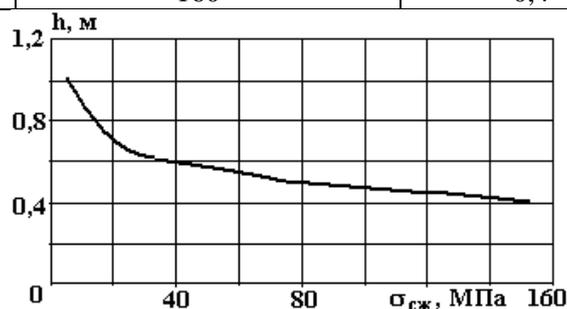


Рис. 1. Зависимость глубины заложения шпуров от прочности грунтов

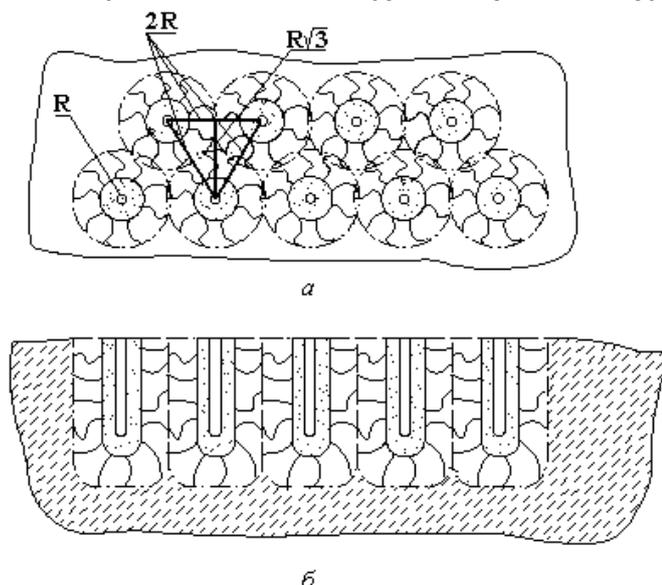


Рис. 2. Схема расположения шпуров при дноуглубительных работах электроразрядами. а – расположение шпуров на плоскости; б – схема в разрезе

Для проведения рыхления донного грунта шпуры необходимо располагать так (см. рис. 2), чтобы начало электроразрядного разрушения выполнялось на расстоянии радиуса R от края пласта,

выступа или углубления на нем. Такая схема позволяет скалывать грунт в сторону наиболее ускоренного достижения трещинами критических размеров, то есть в сторону ЛНС.

Показатель выброса N_b при взрыве ВВ оценивается отношением радиуса разрушения к глубине шпура [2, 3]:

$$N_b = \frac{R_3}{h_{ш}}, \quad (1)$$

где R_3 – радиус разрушения грунта; $h_{ш}$ – глубина шпура.

Для взрывов ВВ показатель выброса всегда больше единицы. Поскольку для ЭР отношение радиуса разрушения к глубине шпура всегда меньше 1, выброс грунта отсутствует. Объемное разрушение грунта происходит по всей поверхности шпура с одинаковой силой, поэтому воронка при взрыве ВВ имеет форму развернутого конуса, а для ЭР разрушения воронка больше напоминает по форме цилиндр или усеченный конус с основанием со стороны свободной поверхности или ЛНС (см. рис. 3). Эти свойства ЭР разрушения необходимо учитывать при размещении шпуров для рыхления грунта или при направленном скалывании прочных пород. Радиус зоны трещинообразования при ЭР превышает радиус разрушения примерно в 1,5–2 раза.

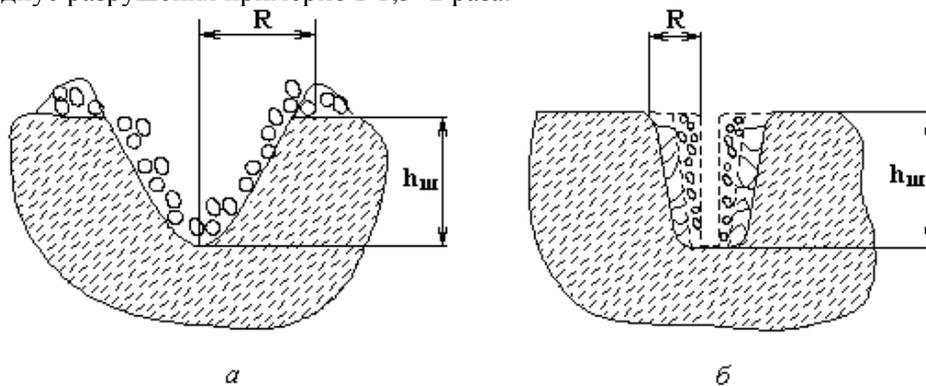


Рис. 3. Общий вид воронок при взрыве ВВ (а) и электроразряде (б).

Экспериментально установлено, что для получения сплошного рыхления расстояние между шпурами в рядах должно соответствовать двум радиусам разрушения, а между рядами – $R\sqrt{3}$, как показано на рис. 2,а. Такая схема нагружения перекрывает зоны трещинообразования, исключает образование «мертвых» зон и обеспечивает максимальную полноту разрушения.

При предлагаемых схемах размещения шпуров и нагружения на донные грунты при одновременном разряде в двух и более рядом стоящих шпурах достигается усиление эффекта разрушения в 1, 2 и более раз.

Ударные волны, следуя от соседних разрядов навстречу друг другу, взаимодействуют и производят суммарный эффект, превышающий действие одиночных разрядов, то есть при снижении суммарного радиуса зоны трещинообразования происходит расширение зоны разрушения. Результаты экспериментальных исследований прошли проверку при проведении дноуглубительных работ в акватории Севастопольского морского порта. На их основе разрабатываются технология и специальное оборудование. Внедрение технологии позволит решить проблему проведения дноуглубительных работ или разрушения прибрежных массивов вблизи строений и коммуникационных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Наугольных К. А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., Наука, 1971. 155 с.
2. Кушнарев Д.М. Взрывные работы в гидромелиоративном и сельском строительстве. М., Издательство литературы по строительству, 1972. 223 с.
3. Вовк А.А., Черный Г.И., Кравец В.Г. Действие взрыва в грунтах. Киев, Наукова думка, 1974. 207 с.

Поступила 18.08.05

Summary

The results of researches on electrodigit destruction of a strong ground problem, directed on the decision, of realization of a deepening on water areas of working sea and river ports near to hydraulic engineering structures and underwater communications are submitted. Is shown, that the application of electrodigit technology will allow to make loosening layered breeds and to exclude application of explosive substances.

EVALUATION METHOD FOR THE PARAMETERS OF A MAGNETIC HYSTERESIS MODEL

* *Politehnica University,*

Spl.Independentei 313, Bucharest, Romania,

** *Military Technical Academy,*

B-dul. George Cosbuc, 81-83, Sector 5, Bucuresti, Romania

Introduction

The models of magnetic devices having a magnetic core without known parameters require the core evaluation by means of sophisticated measurement procedures and systems. For certain models, higher measurement accuracy is of key importance. For the other models, additional factors (speed, cost, measurement instruments and apparatus) may strongly limit achievement of the specific measurement requirements.

Numerous techniques have been developed for hysteresis description, among which the models of Preisach, Jiles-Atherton and Stoner-Wolfarth are the most widespread.

The existing hysteresis models can be roughly divided in two different classes: mathematical and physical models. Physical models, such as the model of Jiles-Atherton [1], consider the underlying physics of hysteresis to model the phenomenon. Mathematical models, such as the Preisach model [2], consider hysteresis as a superposition of elementary rectangular hysteresis loops. By measuring the Everett-function, a certain weight is assigned to every dipole. Sophisticated Preisach models also comprise dynamical effects and anisotropy. The Stoner-Wolfarth model regards the hysteresis loop as a superposition of an infinite number of dipoles. Here, the dipoles themselves can have a non-rectangular hysteresis loops, and that is why this model has a lot of numerical disadvantages when compared to the Preisach model.

The Jiles-Atherton model is the model of choice for the modeling of ferromagnetism in soft magnetic materials, such as electrical steel. Although it was developed over the course of several publications, the classic paper is generally considered to be [1]. David Jiles later published an entire text on magnetism [3], which contains the model, as well as extensions such as stress effects.

PSpice software currently includes non-linear magnetic cores based on the Jiles-Atherton model [4]. The Jiles-Atherton model requires both geometric parameters (such as effective air-gap length) and materials parameters (such as domain anisotropy). The required information is simply not available except for a limited number of cores in the supplied library. Vendor data sheet don't include values for domain anisotropy. Even a relatively innocuous sounding parameter like effective air gap length is fraught with dangerous complications.

This paper presents a method and the experimental measurement system for the determination of Jiles-Atherton parameters of the unknown magnetic core by minimizing the error between experimental and simulated magnetic field curves. Comparison of experimental and simulated results validates the procedure.

The Jiles-Atherton Parameters

The Jiles-Atherton method derives a hysteresis loop out of the Weiss-theory for ferromagnetism. The model relies upon a set of differential equations, for which five parameters have to be determined by a measurement of the hysteresis loop.

Jiles and Atherton (1983) used an energy balance to model magnetic hysteresis. The energy supplied to the material by a change in the applied field can be dissipated either as a change in magnetostatic energy, or as hysteresis loss. In the absence of hysteresis, all the energy supplied would go toward modifying the magnetostatic energy. In such a case, the magnetisation would be a reversible, single-valued function of the applied field. This anhysteretic magnetisation M_{an} can be modeled as:

$$M_{an} = M_S \cdot f(H_e) \quad (1)$$

where M_S is the saturation magnetisation, $H_e = H + \alpha M$ is the Weiss mean field.

A modified Langevin expression was used to model M_{an} :

$$M_{an}(H_e) = M_S \left[\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_e}\right) \right] \quad (2)$$

where a is a parameter with units of field.

The energy supplied E_{supp} can therefore be expressed in terms of M_{an} :

$$E_{supp} = \mu_0 \int M_{an}(H) dH \quad (3)$$

Hysteresis loss was attributed to domain wall pinning by sites distributed at random, all of which had the same pinning energy for 180° walls, $\langle \varepsilon_{\pi} \rangle$. For other domain wall angles θ , the pinning energy $\langle \varepsilon_{pin} \rangle$ is:

$$\langle \varepsilon_{pin} \rangle = \frac{1}{2} \langle \varepsilon_{\pi} \rangle (1 - \cos \theta) \quad (4)$$

For an average pinning site density per unit volume n , the total energy dissipated against pinning when a domain wall of area A sweeps out a distance x between domains at an angle θ to one another is:

$$E_{pin}(x) = \int_0^x \frac{n \langle \varepsilon_{pin} \rangle}{2m} [1 - \cos \theta] A dx \quad (5)$$

where m is the magnetic moment of a typical domain. This gives a net change in magnetisation dM :

$$dM = m(1 - \cos \theta) A dx \quad (6)$$

Hence E_{pin} can be expressed in terms of M :

$$E_{pin}(M) = \frac{n \langle \varepsilon_{pin} \rangle}{2m} \int_0^M dM \quad (7)$$

The constant $n \langle \varepsilon_{pin} \rangle / 2m$ was named the pinning parameter k .

Equating E_{supp} with the sum of E_{pin} and the magnetostatic energy due to the change in magnetisation dM gives:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_{an}(H) - M(H)}{k} \quad (8)$$

A subsequent modification allowed for reversible magnetisation M_{rev} , assuming wall-bowing in the direction tending to reduce the difference between the actual magnetisation M and M_{an} :

$$M_{rev} = c(M_{an} - M) \quad (9)$$

where c is a constant. The final equation is then given by:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{M_{an}(H) - M_{irr}(H)}{(k\delta / \mu_0) - \alpha [M_{an}(H) - M_{irr}(H)]} + c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM}{dH} \right) \quad (10)$$

where M_{irr} is the irreversible component of magnetisation and δ is a parameter inserted to account for the direction of field increase:

$$\begin{aligned} \delta &= +1 & dH/dt > 0 \\ \delta &= -1 & dH/dt < 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Hysteresis can therefore be expressed in terms of constants: α , a , M_S , c and k . Jiles and Atherton later modified k so that it had the same dimensions as H_C :

$$k = \frac{n \langle \varepsilon_{pin} \rangle}{2m\mu_0} \quad (12)$$

Extensions have been made to this model to allow the modeling of minor loops (Jiles and Atherton, 1984; Carpenter, 1991), and the effects of magneto crystalline anisotropy (Ramesh et al., 1996, 1997) and crystal texture (Shiet al., 1998). Methodologies for the extraction of modeling parameters from experimental data have also been developed (e.g. Jiles et al., 1992; Del Moral Hernandez et al., 2000).

The measurement problems appear during the stage of parameter evaluation of the hysteresis loop using the Jiles-Atherton model.

In measurements practice it is not easy and very time consuming to obtain all these magnetic parameters with the required accuracy [5], [6], [7]. There are two major reasons for considering a new measurement technique for solving these problems. On the one hand, the accurate modeling of the magnetic hysteresis in order to find information about particular conditions not likely to turn up in the actual device employing magnetic materials is of great interest. On the other hand, automatic parameter evaluation overcomes the problems arising from the technique based on successive trials and, moreover, represents a saving of time.

Pspice Method

The Jiles-Atherton model requires the evaluation of the core mechanical parameters and the magnetic parameters [8], [9], [10]. The core mechanical parameters are as follows:

- mean magnetic cross section (*AREA*);
- mean magnetic path length (*PATH*);
- the effective air-gap length (*GAP*);
- stacking factor (*PACK*).

These parameters must be determined according to the magnetic device data books, the design parameters, and the manufacturing characteristics (for example, determination of the air-gap length and the stacking factor depends upon the manufacturing characteristics).

The magnetic parameters must be determined experimentally according to the explanation of the magnetic hysteresis phenomenon assumed from the model.

In order to build the learning set, the Jiles-Atherton model implemented by the SPICE circuit simulator was utilized. Example circuit files:

```
IGEN 0 1 PWL(0 0, 2.7 2.7, 8.1 -2.7, 13.5 2.7)
L1 1 0 8 IC=0
K1 L1 .9999 KRM6PL_3C8
MODEL KRM6PL_3C8 CORE (MS=400E3
ALPHA=2E-5 +A=26 AREA=400
PATH=2.75)
TRAN .1 13.5 2.7 .1 UIC
PROBE
END
```

The measurement method for evaluating the parameters of the hysteresis loop of magnetic materials is organized as follows. Firstly, the method requires the acquisition of both current and voltage signals associated with, respectively, the magnetizing force and magnetic induction of the magnetic hysteresis loop of the material under test. Secondly, using a proper multidimensional optimization procedure, all the magnetic parameters are more accurately obtained.

The proposed method

The model assumes the following magnetic parameters:

- the magnetization saturation (*MS*);
- the mean-field parameter (*ALPHA*), representing inter-domain coupling;
- the shape parameter (*A*), with dimensions of the magnetic field and characterizing the shape of the anhysteretic magnetization curves;
- the domain wall flexing constant (*C*) determined by the ratio of the initial differential susceptibilities of normal and anhysteretic magnetization curves;
- the domain wall pinning constant (*K*), which modifies only the shape of the hysteresis.

In order to investigate the applicability of the optimization procedure for accurate parameter evaluation, numerical tests were carried out, organized as follows:

- setting up of the *MS*, *ALPHA*, *A*, *C* and *K* parameters of the Jiles-Atherton model implemented in the PSPICE circuit simulator;
- measurement of the hysteresis loop;
- determination of the hysteresis loop with the assigned parameter value;
- use of the optimization procedure to evaluate the parameters.

Measurement System and Experimental Results

The experimental curves shown in this paper were obtained with a measurement system based on an Epstein's frame 0.28 m long with 0.03 m width iron sheets – Figure 1.

The primary and secondary windings have 700 turns ($N_p = N_s = 700$). The magnetic mean path is $l_m = 0.94$ m. The secondary voltage $v_s(t)$ and the primary current $i_p(t)$ are measured simultaneously with a digital oscilloscope HP 5400A with RS 232 – Figure 2.

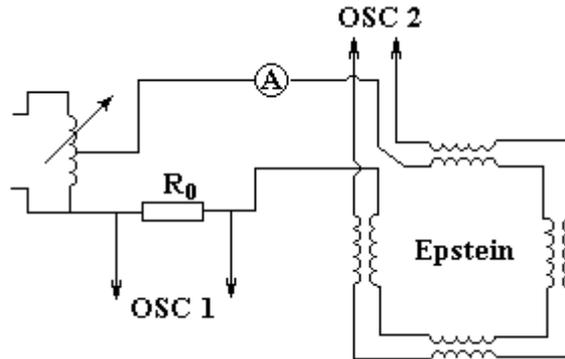


Fig. 1. The Epstein measurement method

The magnetic field is related to the $i_p(t)$ current by:

$$H(t) = \frac{N_p}{l_m} i_p(t) \quad (13)$$

The magnetic induction is obtained by time integration of the voltage $v_s(t)$ in the secondary coil:

$$B(t) = \frac{1}{N_s S} \int v_s(t) dt \quad (14)$$

where S is the cross section of the Epstein's frame.

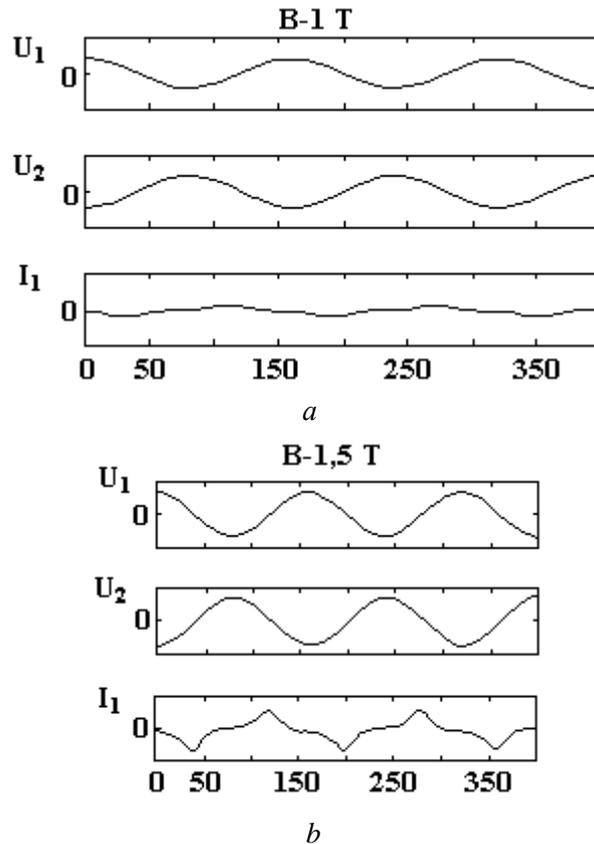


Figure 2. Experimental curves for voltages and primary current: a) $B = 1$ T; b) $B = 1,5$ T

The experimental hysteresis loop is presented in the figure 3. The curves refers to the experimental hysteresis loop for $B = 1\text{T}$ and $B = 1,5\text{ T}$.

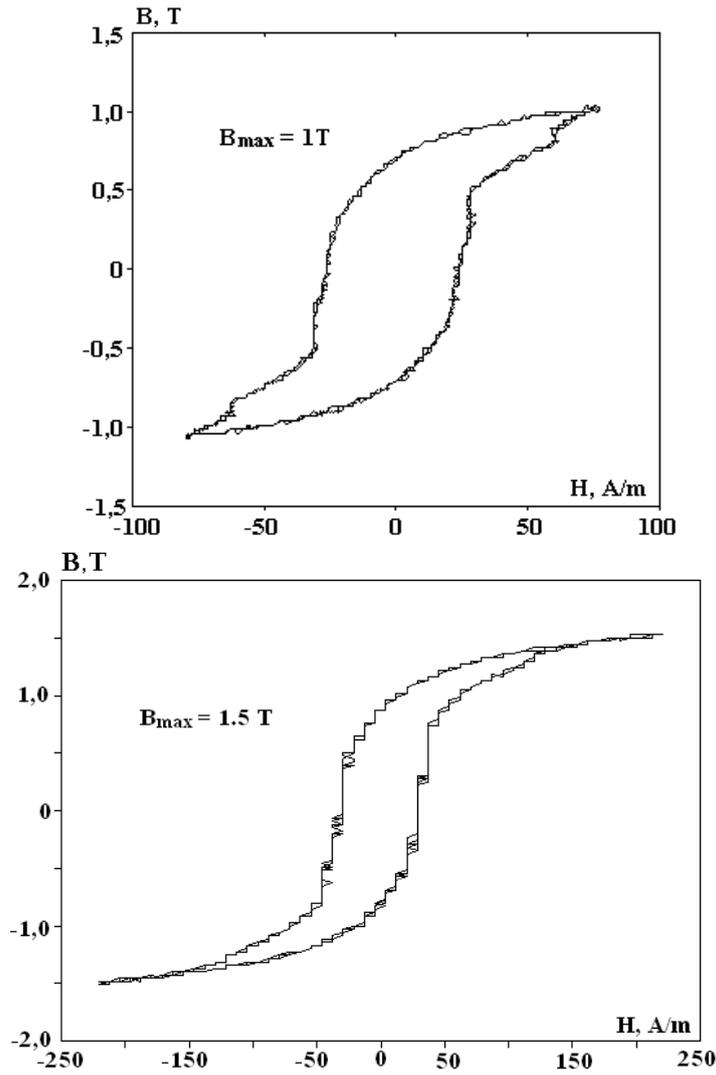


Figure 3. The experimental hysteresis loop

The method of determination of magnetic parameters of loop is presented in Figure 4.

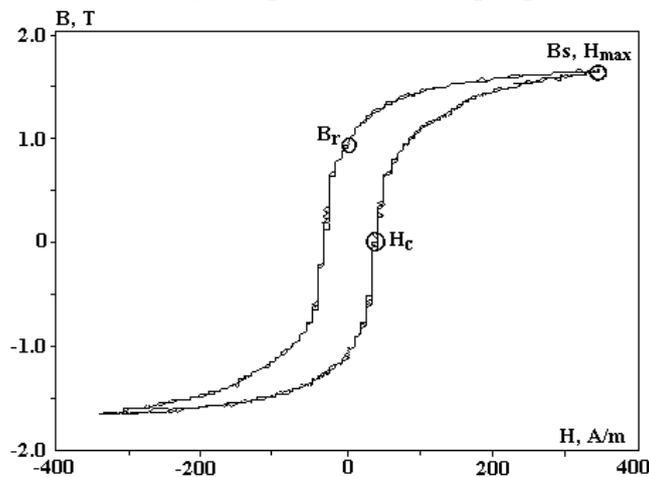


Figure 4. Parameters determination of measured magnetic loop

The results of simulation with the PSPICE simulator are presented in Figure 5 with the magnetic parameters set.

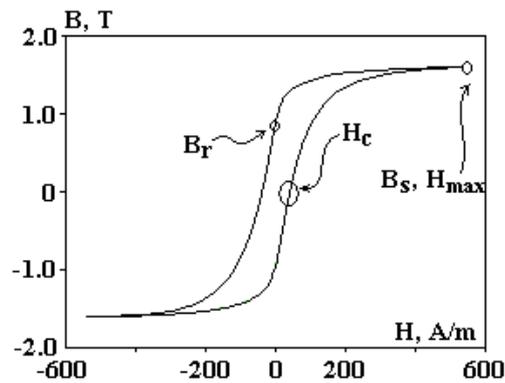


Figure 5. Parameter evaluation of the Jiles-Atherton model of the hysteresis loop

In order to determine the Jiles-Atherton parameters, each one of them is modified one at the time, taking into account that each coefficient has a different effect on the form and the dimensions of the hysteresis cycle. The obtained curve is compared with the real one using the PSICE program. In case the manufacturer has given the hysteresis curve, the Jiles-Atherton parameters must be chosen so that the curve from the PSPICE simulation is identical with it.

A faster way offers the representation on the same chart of more hysteresis curves resulted from the parameters variation. From the five parameters that influence the shape of the curve four are kept constant and the fifth is varied.

The optimization procedure is set on the basis of the MS variation:

```

PARAM X=1400e3
STEP PARAM X LIST 1200e3 1400e3 1600e3
IGEN 0 1 PWL(0 0,2.7 2.7,8.1 -2.7, 13.5 2.7)
L1 1 0 100 IC=0
K1 L1 .99 KSIL014
MODEL KSIL014 CORE (MS = {X} ALPHA=2e-5
A=25 K=18 C=2 AREA=70 PATH=25
+GAP=0 PACK=1)
.TRAN .1 13.5 2.7 .1 UIC
.PROB
.END

```

In Figure 6 is presented the result of optimization with the variation of MS.

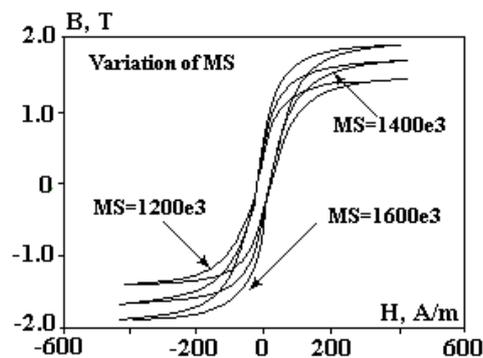


Figure 6. Simulated hysteresis loops

Results of applying the method for electro-technical steel with 0.25% Carbon are:

- MS = 1600e3
- Alpha = 1.6e-3
- A=1100
- k = 400
- C = 0.2

Conclusions

The paper presented a method for the evaluation of Jiles-Atherton model's parameters of the hysteresis loop of magnetic materials. The method starts with data acquisition of the current and voltage associated with magnetizing force and magnetic induction of the experimental magnetic loop.

The values of the parameters are obtained by using the optimization procedure. This procedure evaluates the model's parameters by comparing the experimental and the simulated magnetic loops.

REFERENCES

1. *Jiles D.C. and Atherton D.L.* Ferromagnetic hysteresis. *IEEE Trans.Magn.*, vol. MAG-1, no.5, pp.2183–2185, sept 1983.
2. *Szpunar B., Atherton D. L. and Schonbachler M.* An Extended Preisach Model for Hysteresis Processes, *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. MAG-23, Sept. 1987, No. 5, 3199-3201
3. *Jiles, David*, Introduction to Magnetism and Magnetic Materials, Chapman & Hall, 1991.
4. *Mark C. Williams, Ronald S. Vogelsong, and Kenneth S. Kundert*, Simulation and Modeling of Nonlinear Magnetics, The Designer's Guide Community, www.designers-guide.com
5. *L.D'Alessandro and A.Ferrero*, A method for the determination of the parameters of the hysteresis model of magnetic materials, *IEEE Trans.Instrum.Meas.*,vol.43,pp.599-605, 1994.
6. *Lederer, D., Igarashi, H., Kost, A., Honma, T.* , On the parameter identification and application of the Jiles-Atherton hysteresis model for numerical modeling of measured characteristics. *IEEE Trans. Mag.*, v. 35, p. 1211 – 1214, 1999.
7. *Cepisca C., Andrei,H, Dogaru,V, Jula,N*, Method and measurement system for SPICE model parameters evaluation of magnetic materials. Proceedings of 5th International Conference on Electromechanical and Power Systems,October, 6-8, 2005, Chisinau, Rep.Moldova, vol.I, pp.255, ISBN 973-716-209-9, PIM Publishing House
8. *Daponte P., Grimaldi D. and Molinario A.* An efficient method for evaluating the parameters of the hysteresis loop model of magnetic materials", Imeko TC-4 Symp."Electrical Instruments in Industry, Glasgow, 1997.
9. *Grimaldi D., Michaeli and Palumbo A.* Automatic and Accurate Evaluation of the Parameters of Magnetic Hysteresis Model, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 49, no.1, 2000
10. *Jiles, D. C. and J. B. Thoelke.* Theory of ferromagnetic hysteresis: determination of model parameters from experimental hysteresis loops, *IEEE Transactions on Magnetics*, September 5 (1989): 3928.

Received 08.11.05

Summary

This paper presents a method based on use of a measurement system in order to improve the accuracy and to significantly reduce the time taken in evaluating parameters of the Jiles-Atherton's model of magnetic hysteresis. The steps of the proposed method: data acquisition from the experimental hysteresis loop of the magnetic material under test and evaluation of the model's parameters. In order to highlight the method's effectiveness, the results of experimental tests are also given.

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ИСКРОВОМ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

*Азербайджанское национальное аэрокосмическое агентство НАН Азербайджана,
пр. Азадлыг, 159, г. Баку, AZ 1106, Республика Азербайджан*

Для лучшего понимания процессов ионообразования и обеспечения количественного масс-спектрометрического анализа значительный интерес представляет детальное изучение основных физических процессов, протекающих при формировании и разлете плазмы в вакуум при искровом методе ионизации твердых тел. Эти процессы определяют свойства и состав ионных пучков, полученных на поздних стадиях разлета плазмы искрового разряда.

При масс-спектрометрическом анализе элементного состава центральной является проблема получения надежных количественных данных. Дело в том, что состав массового спектра ионов при анализе твердых тел не всегда соответствует истинному составу образца. Причиной этого является неодинаковый выход ионов различных элементов, связанный с особенностями ионизации атомов. Для учета такого несоответствия обычно используют коэффициенты относительной чувствительности (КОЧ) определяемого элемента по отношению к внутреннему (или внешнему) стандарту [1]:

$$\frac{J_x}{J_{\text{вн.ст}}} = k_{\text{вн.ст}}^x \frac{N_x}{N_{\text{вн.ст}}}, \quad (1)$$

где $J_x, J_{\text{вн.ст}}$ – измеренные аналитические сигналы определяемого элемента и внутреннего стандарта; $N_x, N_{\text{вн.ст}}$ – концентрация соответствующих элементов; $k_{\text{вн.ст}}^x$ – коэффициент относительной чувствительности. Величину $k_{\text{вн.ст}}^x$ можно представить в виде

$$k_{\text{вн.ст}}^x = \chi_{\text{вн.ст}}^x \cdot F_{\text{приб}}, \quad (2)$$

где $\chi_{\text{вн.ст}}^x$ – коэффициент относительного выхода ионов; $F_{\text{приб}}$ – приборный фактор, связанный с разделением ионов по массе и их регистрацией.

Значение КОЧ можно определить экспериментально путем введения в образец внутреннего стандарта. Это позволит снизить систематическую погрешность в среднем на 20% [2]. Однако изготовление и аттестация стандартных образцов крайне затруднительны. Поэтому продолжает оставаться актуальным определение КОЧ с помощью теоретических или эмпирических выражений.

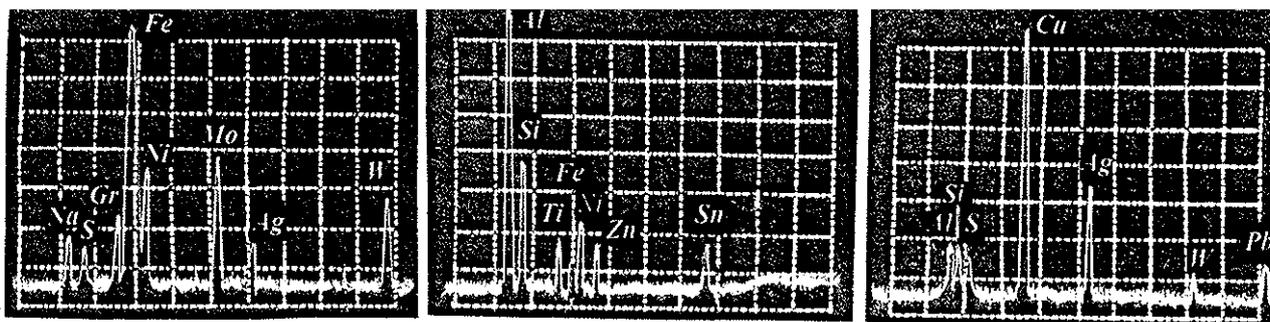
Цель работы – оценка КОЧ, попытка создания каталога коэффициентов относительной чувствительности для разных элементов, анализ связи КОЧ со свойствами определяемых элементов и применение его к анализу примесей в твердых телах, проводимого с помощью искрового масс-спектрометра.

В работе использованы результаты как оригинальных, так и ранее опубликованных работ [3–5], а также данные других авторов [6–8].

Известно, что при искровой масс-спектрометрии (равно как и лазерной) наличие примесей определяется по количеству пиков в массовом спектре, соответствующих характерным для данного образца элементам. Поэтому для разделения и регистрации на выходе ионных токов были использованы анализатор и детектор ионов, обладающие необходимой чувствительностью для подобных исследований.

Эксперименты проводились на усовершенствованной установке, подробное описание которой дано в [3]. Причем давление в ней поддерживалось постоянным ($p < 10^{-4}$ Па). Разрешающая способность анализатора $R = 500$, коэффициент пропускания – не менее 0,3. Для ускорения ввода и замены

образцов использовался вакуумный, быстродействующий шлюз плунжерного типа [9], обеспечивающий ввод анализируемых проб в источник ионов в течение 1–3 мин. без нарушения вакуума в камере ионизации. На осциллограммах фрагментов спектров относительно чистых железа, алюминия и меди (см. рисунок) показаны пики элементов, характерных для состава этих металлов. Как видно из осциллограммы, перекрытия различных элементов происходило довольно редко. Для исключения малейшей возможности ошибки элемент считался примесью металла, если заметные пики наблюдались в спектре, по крайней мере, двух изотопов, впрочем, если их соотношения равны правильному изотопному отношению. Кроме того, выяснялось сохраняется ли распределение плотностей элементов в спектре с ростом пробивного напряжения от 20 до 45 кВ и длительности импульса от 10 до 50 мкс. В качестве иллюстрации на осциллограммах приведены именно результаты тех режимов искрового разряда, в которых пики имели плотность «на пороге обнаружения».



На основе многочисленных экспериментов разработан метод расчета концентрации примесей с помощью следующего эмпирического выражения:

$$\text{КОЧ} = \frac{N_x}{N_{в.с}} = \frac{U_{пр.с}}{U_{пр.х}} \cdot \frac{J_{в.с}}{J_x} \cdot \frac{S_x}{S_{вн.с}} \cdot \frac{M_x}{M_{в.с}} \cdot 10^2 \text{ атм. \%}, \quad (3)$$

где $U_{пр.с}$ и $U_{пр.х}$ – наименьшие значения пробивных напряжений, при которых высота пиков внутреннего стандарта и определяемого примесного элемента находится «на пороге обнаружения»; $J_{в.с}$ и J_x – содержание тех изотопов внутреннего стандарта и примесного элемента, соответственно которыми производятся измерения, %; $S_{вн.с}$ и S_x – площади пиков в масс-спектре стандартного и примесного элементов; $M_{в.с}$ и M_x – отношение интенсивностей однозарядных ионов к многозарядным внутреннего стандарта и примесного элемента.

Это выражение предлагает, что интенсивность ионов растет линейно с концентрацией соответствующих элементов. Отметим, что такая зависимость подтверждается результатами многочисленных анализов.

В том случае, когда определение примесей проводится по многозарядным ионам, величину M можно определить в отдельном эксперименте из уравнения

$$M = \frac{\tau_M}{\tau_0},$$

где τ_M – длительность импульса пробивного напряжения, необходимая для достижения определенной интенсивности многозарядных ионов примеси; τ_0 – длительность, необходимая для достижения той же интенсивности обусловленными однозарядными ионами.

Рассмотрим в качестве примера определение концентрации вольфрама в образце железа. Возьмем железо за внутренний стандарт. При этом отметим, что пик изотопа ^{57}Fe находился «на пороге обнаружения» при длительности импульса высокого напряжения 10 нс, а пик ионов $^{186}\text{W}^+$ имеет такую же плотность при $\tau = 30$ мкс. Принимая $N_x = 100$; $J_{в.с} = 2,2$; $J_x = 29,2$; $\frac{S_x}{S_A} = 1,5$; $\frac{M_x}{M_{в.с}} = 1$, получаем, что концентрация вольфрама составляет $3 \cdot 10^{-4}$ атм. %.

Многочисленные измерения показали, что эти результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными других авторов с точностью до множителя. Поскольку относительные чувстви-

тельности отдельных элементов вполне могут отличаться в 2–4 раза, то можно не надеяться на получение более точных результатов.

В табл. 1 приведены относительные чувствительности нескольких чистых металлов.

Таблица 1. Масс-спектры анализа чистых металлов

M_i а.е.м.	Элемент	Железо		Алюминий		Медь	
		Состав атм. % · 10 ⁻⁴	Предел об- наружения атм. % · 10 ⁻⁴	Состав атм. % · 10 ⁻⁴	Предел об- наружения атм. % · 10 ⁻⁴	Состав атм. % · 10 ⁻⁴	Предел об- наружения атм. % · 10 ⁻³
11	Бор	5,0	0,04	2	0,4		
26	Алюминий			50	0,04	5,0	0,1
30	Фосфор	30	0,1	20	5,0	2,0	0,03
41	Титан			0,4	0,4		
51	Хром	70	0,03			1,0	0,03
56	Железо	200	0,03			5,0	0,1
58	Кобальт	100	0,03				
63	Медь	200	0,03	5	0,04	3	0,1
65	Цинк	6,0	0,06	30	0,06		
95	Молибден	2,0	0,05				
107	Серебро			0,03	0,02	1	0,02
140	Церий			0,03	0,13		
183	Вольфрам	0,5	0,02			0,3	0,02
207	Свинец			0,2	0,02	0,6	0,02
232	Торий		0,05	0,02	0,005		0,01

Для определения относительной чувствительности элементов площадь пика какого-либо изотопа элемента сравнивали с площадью пика элемента принятого за стандарт (Fe) в том же спектре. Метод расчета остается тем же, что и для определения концентраций примесей. Разница состоит в том, что состав образца теперь известен, а искомыми величинами являются относительные чувствительности элементов.

В табл. 2 приведены величины относительной чувствительности элементов, входящих в состав алюминия разной чистоты, примеси которых определялись искровым методом. Все чувствительности определены относительно железа. За единицу принята чувствительность железа, хотя несколько элементов имеют чувствительность еще более низкую. Из таблицы видно, что для большинства элементов чувствительность располагается между 1 и 3.

Таблица 2. Относительная чувствительность некоторых элементов, входящих в состав алюминия, рассчитанных по (3)

Элемент	Cu	Ni	Fe	Bi	Ti	Ta	Si	Mo	Mn	Cr	P	V	Pb	Sn	Zn	Mg
S	0,8	0,9	1,0	1,1	1,15	1,5	1,6	1,8	2,0	2,3	2,7	2,8	3,1	4,0	5,1	5,5

Отметим, что элементы с концентрацией 10⁻⁶ атм. % от основного пика могут быть зарегистрированы «на пороге обнаружения» при самых больших U_{np} (~ 50 кВ) при давлении в источнике ионов, не превышающем 10⁻⁴ Па. При этом интегральный (по всем изотопам элемента) ток на детектор создается зарядом 2·10⁻⁶ Кулон. Однако это не значит, что все примеси с концентрацией 10⁻⁶ атм. % могут быть обнаружены. Приведем несколько причин, на наш взгляд, определяющих предел обнаружения. Это присутствие фона, обусловленного процессами столкновения между ионами и молекулами остаточного газа; положение пиков элементов с большой концентрацией, присутствующих в веществе v ; низкая относительная чувствительность некоторых примесей по сравнению с основным элементом. Для учета влияния непрерывного фона или наложений пиков удобно ввести в (1) «фактор фона» F_ϕ и «фактор наложений» F'_i , которые можно оценить как

$$F_\phi = \frac{U_{np}}{U_{np.max}}; \quad F'_i = \frac{U_{np}}{U'_{np}}, \quad (4)$$

где $U_{np.}$ – наибольшее импульсное пробивное напряжение, используемое для анализа, $U_{np.max}$ – максимальное напряжение, при котором еще нет фона, $U'_{np.}$ – половина $U_{np.}$, при которой исчезает пик элемента, F_ϕ и F_n определяются экспериментально. Тогда выражение для предела обнаружения примет вид

$$N_{x,min} = \frac{J_{в.с.}}{J_x} \cdot \frac{S_{вн.ст.}}{S_x} \cdot F \cdot 10^{-6} \text{ атм. \%}, \quad (5)$$

где F – больший из двух факторов, если они больше единицы. В противном случае $F = 1$.

Эксперименты показали, что наложение пиков в меньшей степени мешает определению примесей в искровой масс-спектрометрии. Гораздо более серьезным препятствием для понижения предела обнаружения является фактор фона. Наличие фона повышает предел обнаружения более половины всех примесей. Так, например, для более чем 30 (из 75 рассмотренных элементов) имеют расчетные пределы обнаружения 10^{-6} – 10^{-5} % (это Bi, Pb, Hg, Au и т.д.), для 20 элементов этот предел лежит между 10^{-5} – 10^{-4} % (например, Sn и Jn, F), для 12–15 (Ni, Co, Fe, K).

Таким образом масс-спектрометрия с искровым способом ионизации дает возможность проведения количественного анализа примесей твердых тел в широком диапазоне масс (6 – 238 а.е.м.). В ряде случаев достигается весьма низкий порог обнаружения (10^{-6} атм. %). Недостатком метода является низкая воспроизводимость результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рамендик Г.И., Манзон Б.М., Тюрин Д.А. Квазиравновесная модель образования ионов в искровой и лазерной масс-спектрометрии // Журнал аналитической химии. 1989. Т. 44. В. 6. С. 996–1007.
2. Newbury D.E., Simons D. Secondary ion mass-spectrometry (SIMS) – a new method for the analysis of solids // SIMS the 4th International Conference. Berlin, 1984, p.101.
3. Нуриев К.З., Гурбанов К.Б., Керимов Г.М., Нурубейли З.К. Исследование элементов, адсорбированных поверхностным слоем с помощью искрового масс-спектрометра // Электронная обработка материалов. 2001 № 1. С. 72–74.
4. Нуриев К.З. Масс-спектрометрия и экология окружающей среды // Проблемы энергетики. 2000. № 2. С. 111–119.
5. Джуварлы Ч. М., Керимов Г.М., Нурубейли З.К. Исследование искрового источника ионов // Fizika 1999. Т. 5. № 3. С. 55–58.
6. Бедигов М.Р., Сатыбалдыев Т.Б., Цой Т.Г. О возможности лазерно-масс-спектрометрического определения элемента, адсорбированного поверхностным слоем // Журнал аналитической химии. 1991. Т. 46. В. 9. С. 1742–1746.
7. Кинаев И.В., Рамендик Г.И., Тюрин Д.А. Методика изотопного разбавления в искровом масс-спектрометрическом анализе // Журнал аналитической химии. 1992. Т. 47. В. 5. С. 820–824.
8. Ковалев И.В., Мальшев К.Н., Шмонин П.А. Тандемный лазерный масс-рефлектор для определения газообразующих примесей в твердых веществах. Устройство и принцип работы // Журнал аналитической химии. 1998. Т. 53. № 1. С. 38–42.
9. Сысоев А.А., Филатов В.Н., Самсонов Г.А., Калинин Ю.Т. Высоковакуумный быстродействующий шлюз // Приборы и техника эксперимента. 1978. № 3. С. 176–179.

Поступила 23.08.05

Summary

The advantage of the spark mass – spectrometric method for analysis of impurity of Solid bodies is shown. The empiric formula for calculation of relative sensitivity of various elements is given. As an example, on the basis of mass-spectrum of iron the concentration tungsten in the iron pattern of iron is calculated. Influence of different effects to the accuracy parameters of the method is considered.

ЛЮДИ НАУКИ

ДОКТОРУ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК М.К. МИЦКЕВИЧУ – 80 ЛЕТ



31 января этого года известному специалисту в области электрофизических методов обработки материалов исполняется 80 лет, из которых 56 лет он посвятил исследованиям и разработкам в области электроэрозионного способа обработки материалов. В знаменательном 1943-м – году регистрации выдающегося изобретения Б.Р. Лазаренко и Н.И. Лазаренко – он с аттестатом отличника был зачислен в Авиационный институт. И в скором времени впервые ознакомился с этим замечательным способом на кафедре резания металлов. В 1946 году Михаил Константинович переезжает на родину – в Минск, где заканчивает Белорусский политехнический институт. Дипломную работу по листовой штамповке выполняет под руководством С.И. Губкина, который принимает своего дипломника на работу в Физико-технический институт Академии наук БССР, в лабораторию электрофизики, руководимой И.Г. Некрашевичем

Вдохновленный новыми идеями и очарованный обаянием такой яркой личности, как Лазаренко, И.Г. Некрашевич уточняет тематику лаборатории в направлении изучения явления электрической эрозии. Поскольку лабораторная база отсутствовала, он направляет молодого специалиста на Минский тракторный завод, где требовалось освоение и расширение использования новых методов обработки металлов: электроэрозионного прошивания, легирования поверхности и анодно-механического способа заточки инструмента. Там началось практическое изучение и осмысление этих процессов. В скором времени устанавливаются творческие связи с академической лабораторией ЦНИЛЭЛЕКТРОМ и намечаются исследования по изучению физических основ новых способов обработки.

Вместе с талантливым физиком И.А. Бакуто начинается долгий путь в глубины неведанных ранее процессов. Сотрудничество физика и технолога оказалось весьма плодотворным. Совместными разработками методик исследований, приспособлений, устройств и т.д. определяли свое направление в теории и практике новых методов обработки. Благодаря исследованиям электроэрозионной обрабатываемости материалов были раскрыты причины нестабильности процесса при использовании сталей в качестве электродов, установлена роль вибраций в процессе обработки и на этой основе найдена своя ниша в создании нового направления в изготовлении разделительных штампов. Возникло множество новых вопросов, решению которых были посвящены разработки М.К. Мицкевича, его аспирантов и коллег. Потребовалось создание специализированных установок

для реализации новых технологических процессов. В этих целях была создана группа СКТБ с ОП при лаборатории. М.К. Мицкевичем сформулирован принцип «технологической пары», теоретически и экспериментально установлена связь между площадью обработки и производительностью процесса, предложена методика определения целесообразности использования вырезания проволочным электродом или прошивания профильным в зависимости от размеров и числа полостей в деталях, серийности и т.п. Была также выдвинута и обоснована идея создания технологических линий электроэрозионной обработки. С помощью анализа используемых в практике типов разделительных штампов была проведена их классификация и разработано шесть типовых технологических процессов, основанных на копировании профильным электродом и комбинировании копирования и вырезания проволочным электродом. Для управления величиной зазора между пуансоном и матрицей был использован способ обработки с орбитально-движущимся электродом. Для определения оптимальных параметров этого процесса была предложена его физико-математическая модель.

Разработанное группой СКТБ с ОП оборудование было изготовлено Борисовским заводом автотракторного электрооборудования, этими установками оснащены заводы отрасли «Союзавтоэлектроприбор», а также ряд других предприятий. Технология получила отраслевое внедрение. Специализированные установки оказались втрое дешевле универсальных станков и обеспечивали более высокие точностные характеристики.

Научные основы нового направления в изготовлении штампов были положены в основу докторской диссертации М.К. Мицкевича. Под его руководством защитили кандидатские диссертации А.И. Бушик, Ж.А. Мрочек, И.Г. Девойно, В.К. Малышкин, Б.А. Эйзнер двое из них стали докторами наук. Результаты исследований и разработок публиковались главным образом в журнале «Электронная обработка материалов». М.К. Мицкевич – автор более двухсот публикаций, в том числе изобретений и патентов.

Попутно с разработками научных основ электротехнологических процессов М.К. Мицкевич уделял внимание одному из наиболее простых, доступных и эффективных способов упрочнения деталей – электроэрозионному легированию. Так, были установлены основные причины, препятствующие получению высокой сплошности тонкослойных покрытий, а также разработан способ нанесения локальных толстослойных покрытий электрическими импульсными разрядами. Кроме того, под его руководством и при непосредственном участии разработан ряд технологических процессов, основанных на известных схемах электроэрозионного формообразования поверхности. К их числу относятся технологические процессы изготовления стеклоформ, пресс-форм, фасонных ножей для деревообработки, накатных роликов и сегментов с внутренним спиральным профилем, фильер для пищевой промышленности и др.

Сведения о М.К. Мицкевиче были бы неполными, если не отметить его достижения в других областях деятельности. Так, после окончания института, продолжая традиции своего брата, погибшего на фронте в 1941 году, он стал испытывать свое мастерство в стрельбе по летящим мишеням. Быстро освоив технику стрельбы, в скором времени вышел на уровень рекордов республики и Союза. Выступая на первой Спартакиаде народов СССР, занял два призовых места. Шутя, в оправдание поздней защиты кандидатской диссертации, Михаил Константинович говорил, что мастером спорта он стал восьмьютысячным, а кандидатом наук – пятидесяти тысячным.

Другое его увлечение – фотография. За годы командировок, путешествий накоплен огромный фотоархив. И в нем – история встреч на конференциях, в лабораториях, на демонстрациях и т.п.

Михаил Константинович не лишен и поэтического дара – немало посвящений теплому, шутивного характера своим коллегам, а также эпиграмм вышло из-под его пера.

Его знания и опыт были востребованы как в работе в качестве председателя ГЭК машиностроительного факультета политехнического института, так и в качестве эксперта экспертного совета по технологиям ВАК Республики Беларусь. М.К. Мицкевич является председателем общества дружбы Беларусь–Ирландия, активно участвует в воспитании молодежи, выступая в школах и институтах. За разработки технологии изготовления разделительных штампов М.К. Мицкевич удостоен Государственной премии БССР в 1980 году, награжден бронзовой, серебряной и золотой медалями ВДНХ СССР. Несмотря на солидный возраст, он полон энергии и продолжает активную деятельность.