

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Год основания журнала 1957 Год основания серии 1963	Периодичность журнала 15 номеров в год Периодичность серии 3 номера в год	№ 3(333) вып. 1	Февраль 1981
--	--	--------------------	-----------------

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Главный редактор журнала чл.-кор. АН СССР *М. Ф. Жуков*

Заместитель главного редактора чл.-кор. АН СССР *В. Г. Дулов*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Ответственный редактор серии чл.-кор. АН СССР *М. Ф. Жуков*

Чл.-кор. АН СССР *О. Ф. Васильев*, д-р техн. наук *Б. И. Девятов*, чл.-кор. АН СССР *В. Г. Дулов*, чл.-кор. АН СССР *И. А. Желтухин* (зам. ответственного редактора), д-р техн. наук *В. Е. Накоряков*, д-р техн. наук *И. А. Рубцов* (ответственный секретарь серии), д-р техн. наук *Б. А. Урюков*

Адрес редакции: 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18, ком. 331.
Тел. 22-00-44

Редактор *И. Н. Стригун*

Художественный редактор *Э. С. Филоновича*

Технический редактор *Г. Я. Герасимчук*

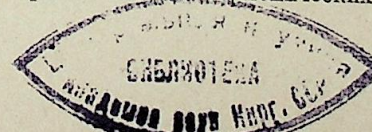
Корректоры *Н. Г. Локтева*, *В. К. Чичельник*

Сдано в набор 25.11.80. Подписано к печати 16.02.81. МН-05216. Формат 70×108^{1/16}. Высокая печать. Усл. печ. л. 11,9. Усл. кр.-отг. 12,4. Уч.-изд. л. 11,9. Тираж 1911 экз. Заказ 356.

Издательство «Наука», Сибирское отделение, 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18.
4-я типография изд-ва «Наука», 630077, Новосибирск, 77, Станиславского, 25.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Н. И. Воропай, Ю. Н. Руденко, Е. И. Ушаков, Г. В. Шутов. Исследование условий функционирования ЕЭЭС СССР при разработке принципиальных направлений ее развития</i>	3
<i>ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОБМЕН</i>	
<i>Е. И. Аверков, Н. А. Рубцов, А. Г. Тарасов. Аномальное увеличение спектрального коэффициента отражения углерода при температурах 1200—1400 К в кислородной среде</i>	10
<i>А. П. Бурдуков, Н. С. Буфетов, А. Р. Дорохов. Абсорбция на стекающей по адиабатической стенке пленке жидкости</i>	13
<i>И. М. Расторгуева. Интегральные полусферические излучательные способности алюминиевых и стальных образцов в области температур 5—100 К</i>	17
<i>Н. М. Расторгуева, Н. А. Рубцов. Интегральные полусферические излучательные способности фторопласта-4 в области температур 125—320 К</i>	23
<i>ПРИКЛАДНАЯ ГАЗО- И РЕОДИНАМИКА</i>	
<i>Г. И. Горелов, А. А. Жиринов. Вихревая камера сгорания с профилированными торцевыми стенками</i>	29
<i>Е. Бектурганов, К. Е. Джаугаштин, З. Б. Сакипов, А. Л. Ярин. Струйное обтекание движущейся поверхности</i>	33
<i>Р. В. Рафиков, Е. Г. Зауличный, А. Д. Рычков, В. А. Тененев, В. Я. Иванов, И. В. Нефедов. Численное исследование двухфазного течения в осесимметричном канале с учетом реальных механизмов разрушения его стенок</i>	42
<i>А. Я. Черкас. Режимы течения двухфазных потоков в щелевых каналах</i>	46
<i>К. В. Канн, С. А. Дружинин, В. П. Феклистов. О замедлении вытекания жидкости из пен во вращающемся объеме</i>	50
<i>Н. А. Рубцов, Н. М. Огуречникова. Исследование электрической дуги в турбулентном потоке газа</i>	54
<i>НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА</i>	
<i>В. И. Анисеев. Исследование термодатодов дуги низкого давления в инертных газах</i>	60
<i>А. С. Аньяков, М. Ф. Жуков, Г. А. Горлев, В. С. Зуев, А. Н. Тимошевский, Ю. Н. Туманов, В. А. Фролов, Б. В. Рязанов. Эрозия медно-вольфрамовых анодов в линейных плазмодронах</i>	68
<i>В. Я. Смоляков. К вопросу о механизме продвижения положительного лидера в длинных искрах</i>	71
<i>И. М. Грач. Интегральные решения уравнения Лапласа</i>	80
<i>МАТЕРИАЛЫ VIII ВСЕСОЮЗНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ГЕНЕРАТОРАМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ</i>	
<i>Б. А. Урюков. Теоретические исследования электрической дуги в турбулентном потоке. (Обзор)</i>	87
<i>Ю. Л. Климонтович, С. А. Сухин. Расчет штарковских профилей спектральных линий методом кинетической теории плазмы</i>	99
<i>И. Д. Ахметзянов, И. Н. Романенко. К оценке энергии излучения импульсной дуги в газах высокого давления</i>	101
<i>В. А. Констоп, Е. В. Кншалова, Е. В. Лебаск. Исследование влияния давления и силы тока на длину продольно обдуваемой дуги</i>	103
<i>А. И. Ивлиотин. Теплообмен, гидравлическое сопротивление и трение в каналах линейных ЭДН</i>	106
<i>Ю. П. Камаев, П. В. Севастьянов. Некоторые закономерности теплообмена дуги постоянного тока при наложении гармонических колебаний</i>	108



В. В. Танаев. Интегральная модель скольжения электрической дуги	110
В. Ф. Путько, В. С. Соболев. Влияние вращающегося магнитного поля на характеристики плазматрона постоянного тока	113
А. К. Кузьмин, Е. П. Пахомов. Пролетная модель влияния расхода газа на развитии винтовой формы дуги	116
Ю. Я. Киселев, И. А. Процук. Повышение устойчивости плазменных дуг регулированием вольт-амперных характеристик источника питания	119
М. Г. Фридлянд. Условия работы катода сильноточной дуги в режиме постоянного возобновления	121
Я. Р. Кучеров, А. В. Пустогаров, А. П. Халбошин, О. Д. Зарайский. Структура циркониевого катода плазматрона	125
Ф. Г. Бакшт, О. Г. Руткин. Теория обтекания плоского электрода дозвуковым потоком плазмы	127
В. А. Невровский. Динамика развития тепловой неустойчивости анода при электрическом пробое в вакууме	130

Н. И. ВОРОПАЙ, Ю. Н. РУДЕНКО, Е. И. УШАКОВ, Г. В. ШУТОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЕЭЭС СССР
ПРИ РАЗРАБОТКЕ ПРИНЦИПИАЛЬНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ
ЕЕ РАЗВИТИЯ

Исследование условий функционирования Единой электроэнергетической системы СССР (ЕЭЭС) в перспективе предполагает анализ нормальных и послеаварийных электрических режимов, статической и динамической устойчивости, длительных переходных процессов. Цель этих исследований — оценка работоспособности ЕЭЭС при различных вариантах ее развития.

Если исходить из того, что принципы формирования и условия работы ЕЭЭС в перспективе 15—20 и более лет качественно не изменятся по сравнению с существующим положением, то можно экстраполировать на будущее нынешние закономерности функционирования ЕЭЭС. В этом случае вопросы оснащения ЕЭЭС автоматикой можно решать с меньшей заблаговременностью, чем выбор основной структуры системы. Однако на рубеже XX—XXI вв. в связи с переходом к массовому использованию ядерной энергии в электроэнергетике, а также необходимостью все более широкого привлечения энергии дешевых углей Сибири и Северного Казахстана для покрытия возрастающих потребностей европейских районов страны условия развития ЕЭЭС могут существенно измениться [1, 2]. При этом рост единичных мощностей электростанций и связанное с ним увеличение средней дальности передачи электроэнергии, а главное — вполне реальное создание мощных комплексов электростанций и транспорт больших количеств электроэнергии от них на сверхдальние расстояния могут привести к качественному изменению условий функционирования системы. Это подтверждают существующие тенденции усложнения процессов по мере развития ЭЭС [3].

Возникает вопрос о степени влияния условий функционирования на выбор принципиальных направлений развития ЕЭЭС: накладывают ли условия функционирования какие-либо ограничения на развитие системы (главным образом на структуру и размещение генерирующих мощностей, конфигурацию и средства исполнения основной электрической сети), или в любом случае ее управляемость может быть обеспечена с помощью режимной и противоаварийной автоматики.

Таким образом, смысл специальных исследований условий функционирования ЕЭЭС при разработке принципиальных направлений ее развития состоит в том, чтобы оценить, насколько эти направления (варианты) технически осуществимы и реально ли обеспечить управляемость системы в нормальных и аварийных условиях. Этими исследованиями мы как бы уменьшаем неопределенность условий развития ЕЭЭС.

В статье рассмотрены методические принципы и некоторые результаты исследования условий функционирования ЕЭЭС при различных ва-

риантах ее развития на отдаленную перспективу, на основании которых сформулирован ряд методических и практических рекомендаций.

Принципы исследования. Методика исследования условий функционирования ЕЭЭС при разработке принципиальных направлений ее развития в настоящее время отсутствует. Существуют некоторые общеметодические положения по сопоставлению отдельных вариантов при планировании развития ЕЭЭС [4], а также ряд рекомендаций, связанных с анализом нормальных и аварийных режимов системы на перспективу [5], которые применительно к сформулированной задаче требуют определенного уточнения.

Основным методическим принципом исследования условий функционирования ЕЭЭС в отдаленной перспективе следует аналогично [4] считать сопоставление в рассматриваемом плане альтернативных вариантов формирования системы, отражающих различные сочетания внешних условий ее развития, а также принципов и средств построения ЕЭЭС. При сопоставлении вариантов развития ЕЭЭС определяются предпочтительность отдельных направлений формирования системы с точки зрения возможностей ее работы в нормальных и аварийных условиях.

Необходимо подчеркнуть, что в рассматриваемом случае требуется на основании количественного анализа получить качественные выводы о влиянии принимаемых решений по направлениям развития системы на условия ее работы.

Учитывая существенную неопределенность условий развития ЕЭЭС на отдаленную перспективу, представляется целесообразным при проведении исследований основываться на следующих положениях: 1) анализируемые варианты системы должны охватывать достаточно широкий диапазон изменения условий ее функционирования; 2) варианты ЕЭЭС приводятся к «технически сопоставимым» условиям в смысле одинакового уровня их соответствия требованиям и нормативам эксплуатации по уровням напряжений, запасам устойчивости, качеству переходных процессов и др.

Первое положение учитывается при разработке анализируемых вариантов развития ЕЭЭС. Этот этап, выполняемый с учетом прогнозируемых уровней и особенностей электропотребления, условий топливоснабжения электростанций, технического прогресса в энергетике, экологических и других ограничений, представляет собой сложную самостоятельную задачу и здесь не рассматривается. Необходимо лишь отметить, что, поскольку исследуемый диапазон изменения условий функционирования ЕЭЭС достаточно широк, разрабатываемые варианты развития системы должны, как минимум, учитывать некоторые граничные, «предельные» сочетания этих условий, что приводит к целесообразности анализа и сопоставления «предельных» вариантов развития ЕЭЭС.

Второе положение обеспечивает равноценность анализируемых вариантов развития ЕЭЭС по качеству функционирования для последующего их сопоставления по другим, например экономическим, критериям. При этом техническая сопоставимость вариантов должна быть обеспечена на всех этапах исследования условий функционирования, чтобы можно было обоснованно сопоставить отдельные свойства рассматриваемых вариантов.

Основными нормативными требованиями в нормальных и послеаварийных режимах работы ЭЭС при обеспечении технической сопоставимости вариантов развития ЕЭЭС являются требования по частоте, уровням напряжений и нормы по запасам пропускной способности связей и резервам генерирующей мощности [6, 7]. Задача определения запасов пропускной способности связей связана с отысканием предельных по статической и динамической устойчивости режимов, что для сложных ЭЭС наталкивается на принципиальные трудности.

Таким образом, обеспечение технической сопоставимости вариантов развития ЕЭЭС по пропускным способностям связей, определяемым статической устойчивостью, представляется целесообразным осуществлять на основе выполнения следующего требования: передача расчетных перетоков мощности в основном планируемом режиме должна гарантироваться как при полной схеме сети, так и при отключенном любом ее элементе, причем при одновременном аварийном отключении второго элемента сети допускается ограничение передаваемой мощности [7]. Это значит, что послеаварийные режимы системы при отключении одного любого сетевого элемента должны быть статически устойчивыми, для чего может оказаться необходимым корректировать основную электрическую сеть рассматриваемого варианта ЕЭЭС, а при отключении второго элемента статическая устойчивость соответствующего послеаварийного режима может нарушаться.

Задача обеспечения технической сопоставимости вариантов развития ЕЭЭС по условиям динамической устойчивости и предотвращения развития аварийных процессов должна решаться при выбранных расчетных возмущениях. Существующая практика расчетов динамической устойчивости для перспективных вариантов развития ЕЭЭС показывает, что для ЛЭП напряжений 750 кВ и выше более тяжелым по сравнению с наиболее вероятным видом к. з. — однофазным к. з. на землю — является аварийное отключение самой линии. С учетом этого в качестве расчетных возмущений приняты аварийные отключения тех же сетевых элементов, для которых на предыдущем этапе обеспечивалась статическая устойчивость послеаварийных режимов. Кроме того, дополнительно в качестве расчетных возмущений целесообразно рассматривать аварийные отключения достаточно крупных генерирующих мощностей (например, крупных электростанций). При этом с целью обеспечения технической сопоставимости вариантов развития ЕЭЭС можно потребовать, чтобы для заданных расчетных возмущений динамическая устойчивость ЕЭЭС при различных вариантах ее развития сохранялась. Указанное требование может быть обеспечено посредством корректировки основной электрической сети системы, а также выбора необходимых средств управления и автоматики для обеспечения устойчивости, локализации и ликвидации аварии и восстановления системы.

Таким образом, на первом этапе исследований условий функционирования при анализе нормальных и послеаварийных электрических режимов может быть произведено сопоставление вариантов развития ЕЭЭС с точки зрения реализуемости этих режимов, возможности управления режимами и т. д. Приводя анализируемые варианты к «сопоставимым» условиям по статической устойчивости послеаварийных режимов, мы тем самым подготовим основу для последующего сопоставления вариантов по динамической устойчивости с точки зрения качества переходных процессов, сложности противоаварийного управления и др. Обеспечивая, наконец, динамическую устойчивость системы для всех ее вариантов, получим основание для последующего их сопоставления по другим критериям (например, экономическим), так как в части возможностей функционирования эти варианты окажутся в определенной степени равнозначными.

Результаты исследований и их анализ. Для исследований влияния условий функционирования на выбор принципиальных направлений развития ЕЭЭС были сформированы три варианта схемы системы для заданного условного уровня электропотребления. Условия построения ЕЭЭС для каждого варианта были приняты резко отличными. Первый вариант (рис. 1, а) был сформирован в основном с использованием имеющего место в настоящее время принципа «самобаланса» энергообъединений, когда электростанции размещаются вблизи центров потребления

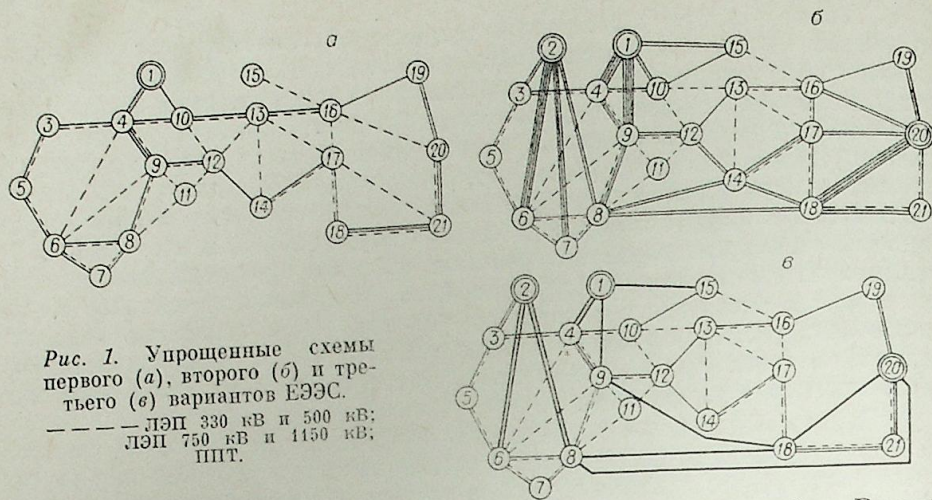


Рис. 1. Упрощенные схемы первого (а), второго (б) и третьего (в) вариантов ЕЭЭС.
 ——— ЛЭП 330 кВ и 500 кВ;
 - - - - ЛЭП 750 кВ и 1150 кВ;
 ——— ППТ.

электроэнергии, а межсистемные связи сравнительно слабы. Второй (рис. 1, б) и третий (рис. 1, в) варианты отличаются созданием крупных комплексов электростанций в достаточном удалении от обжитых районов страны и транспортом электроэнергии от этих энергокомплексов к центрам нагрузки, причем во втором варианте использованы транспортные ЛЭП переменного тока, а в третьем — электропередачи постоянного тока (ППТ). Последние два варианта являются в указанном выше смысле «предельными» и выбраны для того, чтобы более отчетливо проследить изменение свойств ЕЭЭС в зависимости от мощностей и размещения электростанций и различных принципов и средств построения основной электрической сети.

В качестве крупных комплексов электростанций во втором и третьем вариантах рассматривались два ядерных энергокомплекса на севере европейской части СССР мощностью по 40 ГВт каждый, возможность сооружения которых за пределами XX в. рассматривается в настоящее время специалистами [8 и др.] (узлы 1 и 2 на рис. 1, б и 1, в), а также Канско-Ачинский топливно-энергетический комплекс (узел 20 на рис. 1, б и 1, в). Необходимо отметить при этом, что величины и размещение нагрузок во всех трех вариантах одни и те же.

Исследования проводились с помощью разработанных в Сибирском энергетическом институте СО АН СССР программ расчета стационарных режимов, статической и динамической устойчивости. В качестве основных элементов ЕЭЭС при исследовании ее свойств рассматривались отдельные цепи (между двумя узлами расчетной схемы) линий переменного тока напряжением 750 и 1150 кВ и ППТ, а также крупные электростанции. Отключения этих элементов определяли перечень анализируемых послеаварийных режимов и принимались в качестве расчетных возмущений при исследовании динамической устойчивости. Расчетные схемы для исследований содержали около 100 узлов и 150 связей. Наборы возмущений для всех вариантов приняты близкими.

В соответствии с изложенной выше методикой исследований на первом этапе варианты развития ЕЭЭС проверялись с точки зрения существования нормального режима, и с помощью усиления электрических связей (при необходимости) обеспечивалась статическая устойчивость этого режима. Затем варианты развития ЕЭЭС приводились к «технически сопоставимым» условиям по статической устойчивости послеаварийных режимов. И наконец, исследовалась динамическая устойчивость ЕЭЭС в рассматриваемых вариантах ее развития и производился выбор управляющих воздействий для обеспечения динамической устойчивости системы.

Исследование «предельных» вариантов развития ЕЭЭС в нормальных и переходных режимах показывает, что при использовании принципа «самобаланса» динамические свойства системы оказываются аналогичными существующим свойствам ЕЭЭС. Для первого варианта возмущения локализируются в ограниченной части системы (как правило, в пределах смежных с аварийным узлом на схеме рис. 1, а). При принятых расчетных аварийных возмущениях динамическая устойчивость сохраняется либо без использования специальных противоаварийных мероприятий в подавляющем большинстве случаев (для перераспределения загрузки генераторов под действием регуляторов скорости оказываются достаточными имеющиеся запасы пропускной способности связей), либо обеспечивается противоаварийными управляющими воздействиями локального характера, в качестве которых были использованы скоординированные отключения генерации и нагрузки.

Вариант с энергокомплексами и транспортом электроэнергии на переменном токе по своим свойствам коренным образом отличается от первого варианта. Вследствие наличия большого числа ЛЭП переменного тока, предусмотренных для транспорта больших количеств электроэнергии, коммутации в схеме и возмущения воспринимаются всей системой, существенно затрудняя управление режимами ЕЭЭС. При этом практически все принятые аварийные возмущения приводят к нарушению устойчивости, если использовать лишь управляющие воздействия, аналогичные тем, которые были достаточны для первого варианта, а выбор дополнительных управляющих воздействий представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Это свидетельствует о весьма плохой управляемости ЕЭЭС во втором варианте.

Характерным признаком качественного различия динамических свойств первого и второго вариантов развития ЕЭЭС служит поведение удаленных от места возмущения частей системы при отключении одной цепи ЛЭП 750 кВ узлами 5 и 6 (см. рис. 1, а), показанное на рис. 2, а, б. В первом варианте достаточно отчетливо проявляется известное свойство уменьшения влияния возмущения по мере удаления от него: наиболее интенсивны колебания генераторов, ближайших к месту возмущения (рис. 2, а, кривые 3, 5, 6); «электрически» более удаленные генераторы имеют меньшую амплитуду колебаний (рис. 2, а, кривые 1, 4, 7, 8, 9); наконец, самые удаленные подсистемы практически не реагируют на

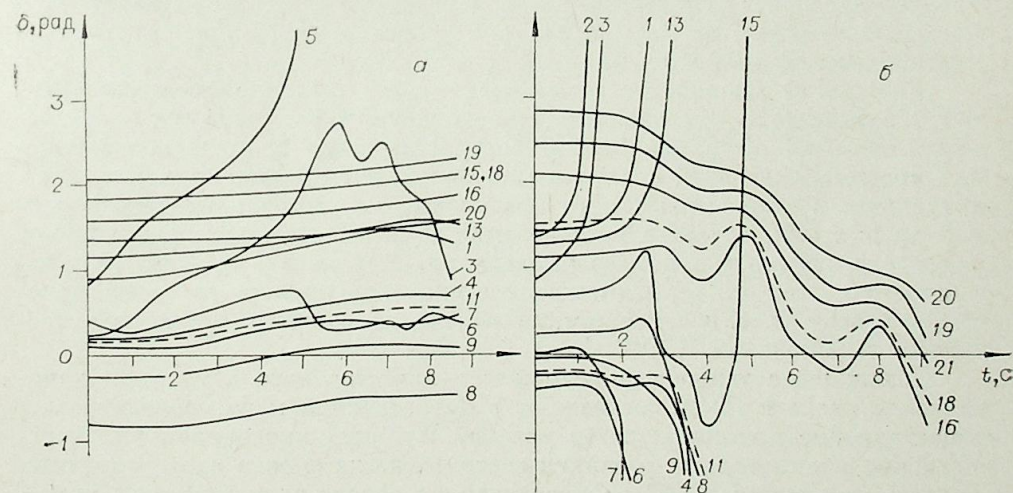


Рис. 2. Характер переходного процесса для первого (а) и второго (б) вариантов ЕЭЭС.
 Номера кривых соответствуют узлам схем на рис. 1.

возмущение (рис. 2, а, кривые 16, 18, 19, 20). Во втором варианте такое же возмущение воспринимается фактически всеми генераторами системы (см. рис. 2, б).

Одной из причин значительного качественного отличия по динамическим свойствам второго варианта от первого является наличие дальних ЛЭП переменного тока для транспорта электроэнергии от энергоцентров, которые, как известно, ухудшают условия устойчивости ЭЭС. Однако наличие дальних ЛЭП не объясняет высокую чувствительность практически всей системы к возмущениям (см. рис. 2, б). Возможным объяснением этому является более существенное развитие электрической сети во втором варианте по сравнению с первым, что в результате приводит к увеличению «жесткости», концентрированности ЭЭС, когда отдельные части системы оказываются «электрически» ближе друг к другу и радиус влияния возмущений увеличивается.

Третий вариант с энергокомплексами и транспортом электроэнергии от них постоянным током по особенностям функционирования близок к первому варианту. Управляемость ЭЭС в данном случае во многом определяется принципами регулирования ППТ — количество этих линий достаточно велико. Даже наиболее простое регулирование ППТ на постоянство передаваемой мощности существенно улучшает динамические свойства ЭЭС в целом. Еще большего их улучшения можно достичь при регулировании ППТ по отклонениям частоты на передающей и приемной сторонах [9].

Таким образом, существенное развитие основной электрической сети переменного тока в ЭЭС, вызванное необходимостью обмена большими потоками электроэнергии между отдельными частями системы, может даже ухудшить в целом возможности управления ЭЭС в нормальных и аварийных условиях по сравнению с умеренным развитием этой сети. В то же время переход к массовому использованию ППТ, как показывает анализ, способствует качественному улучшению динамических свойств ЭЭС и повышению ее управляемости.

Результаты исследований свидетельствуют прежде всего о том, что вопрос о возможном влиянии условий функционирования ЭЭС на выбор принципиальных направлений ее развития не лишен оснований и что не всякое направление развития ЭЭС может считаться приемлемым с точки зрения возможностей функционирования. При рассмотрении достаточно далекой перспективы внешние условия развития ЭЭС могут измениться настолько, что уже не будет оснований экстраполировать свойства современной системы на будущее.

Вследствие возможного изменения свойств функционирования ЭЭС могут возникать новые специфические проблемы исследования и обеспечения управляемости системы. В частности, когда аварийные возмущения «ощущаются» всей системой или большей ее частью (см. рис. 2, б), актуальными становятся задачи повышения «кругозора» противоаварийной автоматики, а также исследования и разработки новых принципов и средств противоаварийного управления. В задачах исследования надежности в этом случае существенное значение приобретает «динамический» аспект, т. е. учет динамики поведения системы, вопросов устойчивости и живучести ЭЭС.

Изложенные тенденции возможного качественного изменения динамических свойств ЭЭС заставляют в определенной мере корректировать существующие принципы учета условий функционирования и управляемости при планировании развития системы, когда оценка альтернативных вариантов развития ЭЭС производится на основе экономических критериев в предположении «идеального» управления системой в нормальных и аварийных режимах, а возможности и средства обеспечения управляемости рассматриваются на следующем этапе решения задачи. Здесь

правомерно говорить о влиянии принципов построения и свойств системы управления режимами ЭЭС на направления ее развития, равно как и об обратном влиянии.

Решение перечисленных проблем имеет существенное значение при разработке направлений развития ЭЭС в перспективе и является задачей дальнейших исследований.

ВЫВОДЫ

1. При рассмотрении достаточно далекой перспективы и существенном изменении внешних условий развития ЭЭС возникает необходимость в специальном разностороннем исследовании особенностей функционирования системы и их учета при разработке принципиальных направлений развития ЭЭС.

2. В случае необходимости передачи в ЭЭС больших количеств электроэнергии на дальние расстояния с использованием ЛЭП переменного тока динамические свойства системы могут существенно ухудшиться, что приведет к усложнению вопросов управления ЭЭС в нормальных и аварийных условиях.

3. Широкое использование ППТ для транспорта электроэнергии в ЭЭС приводит к качественному улучшению динамических свойств системы по сравнению с аналогичным вариантом на переменном токе.

*Сибирский энергетический институт
СО АН СССР, Иркутск*

*Поступила в редакцию
30/IV 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. Khanaev V. A., Rokotian S. S., Shlimovich V. D. et al. The concept of the United Power System (UPS) development in the USSR.— CIGRE. Int. Conf. Large High Voltage Elec. Syst., Paris, 1978 Sess., Rep. 31—06.
2. Волкова Е. Д., Вороной Н. И., Колосок Г. В. и др. Проблемы формирования и развития Единой электроэнергетической системы СССР.— В кн.: Вопросы прогнозирования топливно-энергетического комплекса. Иркутск, 1976.
3. Вороной Н. И., Колосок Г. В. Ретроспективный анализ динамических свойств электроэнергетических систем и возможности их учета при исследовании надежности.— В кн.: Методические вопросы исследования надежности больших систем энергетики. Вып. 16. Ретроспективный анализ надежности энергоснабжения потребителей систем энергетики. Грозный, 1978.
4. Руководящие указания и нормативы по проектированию развития энергосистем. М., 1972.
5. Кошечев Л. А., Марченко Е. А., Портной М. Г. и др. Методы оценки проектных решений и эксплуатационных режимов с точки зрения надежности параллельной работы энергосистем.— Труды НИИПТ, 1976, вып. 23.
6. Основные положения и временные руководящие указания по определению устойчивости энергетических систем. М., Энергия, 1964.
7. Справочник по проектированию электроэнергетических систем/Под ред. С. С. Рокотяпа, И. М. Шапиро. М., Энергия, 1977.
8. Емельянов И. Я. О развитии ядерной энергетики.— Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1977, № 1.
9. Музыкантов В. И. О некоторых возможностях улучшения динамических свойств электрической системы, содержащей электропередачу постоянного тока. Автореф. канд. дис. М., 1973.

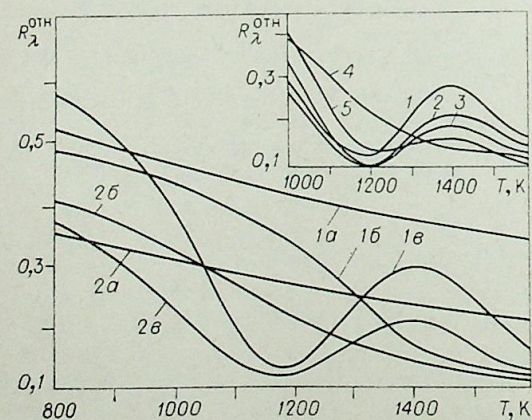
Е. И. АВЕРКОВ, Н. А. РУБЦОВ, А. Г. ТАРАСОВ

АНОМАЛЬНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА
ОТРАЖЕНИЯ УГЛЕРОДА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 1200—1400 К
В КИСЛОРОДНОЙ СРЕДЕ

В последнее время возрос интерес к исследованиям процессов взаимодействия углерода с различными газами. Одной из основных особенностей таких процессов является аномальное изменение скорости реагирования углерода в окислительной среде при повышении температуры до 2000 К, впервые замеченное Л. И. Хитриным [1] и измеренное в [2—5] и ряде других работ. Однако, несмотря на большое число экспериментальных исследований температурных зависимостей констант скорости реакции углерода с газами, механизм этого процесса полностью не изучен. В [3—5] высказываются предположения, что скорость реагирования тесно связана с изменением свойств твердой фазы и в первую очередь с изменением свойств реагирующей поверхности при высоких температурах в окислительных средах.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования спектрального коэффициента отражения углерода (графита) в процессе нагрева до 1600 К в окислительной и инертной газовой среде. Измерения проводили относительным методом для различных (фиксированных) длин волн из интервала 0,75—2,5 мкм. Нагрев образцов осуществляли в оптической радиационной печи при заданной скорости $\theta = 5$ град/с. В качестве регистрирующего прибора использовали инфракрасный спектрофотометр ИКС-21 с отражательной приставкой и дополнительной системой усиления.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные зависимости коэффициента отражения $R_{\lambda}^{отн}$ графита от температуры (К), полученные в аргоне, углекислом газе и кислороде при скорости обтекания $V = 0,6$ м/с.



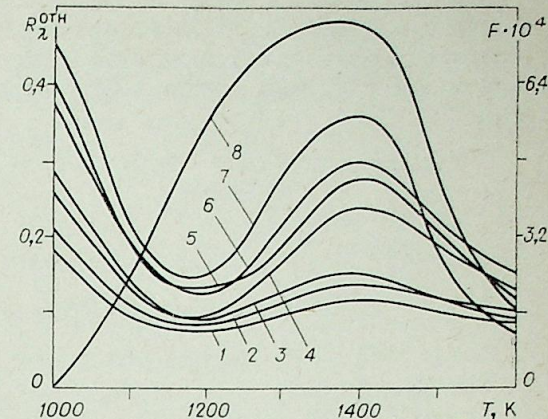
Приведенные результаты показывают, что в кислородной среде на кривых $R_{\lambda}^{отн} = f(T)$

Рис. 1. Зависимость спектрального коэффициента отражения графита от температуры и различных газовых средах ($\lambda = 2,19$ мкм).

Плотность графита 1,95 (1), 1,65 г/см³ (2), а — Ar, б — CO₂, е — O₂. На вставке ($\lambda = 1,725$ мкм): 1 — 100% O₂, V = 0,6 м/с; 2 — 100% O₂, V = 1,25 м/с; 3 — 100% O₂, V = 2,0 м/с; 4 — 4,6% O₂, V = 0,6 м/с; 5 — воздух.

Рис. 2. Зависимость спектрального коэффициента отражения графита от температуры при различных значениях длины волны.

$\lambda = 1,00$ (1), 1,25 (2), 1,49 (3), 1,725 (4), 2,00 (5), 2,19 (6), 2,50 мкм (7); 8 — зависимость эффективной доли соударения от температуры в кислороде [3].



возникают локальные минимумы при 1200 К и максимумы при 1400 К, которые отсутствуют на температурных кривых коэффициента отражения, снятых в аргоне и углекислом газе. Увеличение плотности исследуемых материалов приводит к значительному возрастанию $R_{\lambda}^{отн}$ в области максимума кривой отражения.

Не располагая какими-либо литературными данными по количественному описанию изменения спектрального коэффициента отражения графитов от температуры в кислородной среде, мы поставили задачу выяснить факторы, которые могли бы оказывать влияние на этот процесс.

Для этой цели были проведены эксперименты при различных концентрациях кислорода (100% O₂, воздух и 4,6% O₂ в смеси с азотом) и при различных скоростях потока газа от 0,6 до 2,0 м/с. Представленные на вставке к рис. 1 результаты опытов показывают, что увеличение спектрального коэффициента отражения графитов в области температур 1240—1400 К наблюдается не только в чистом кислороде, но и при нагреве в воздухе, хотя в этом случае возрастание $R_{\lambda}^{отн}$ происходит менее заметно. Уменьшение содержания кислорода до 4,6% приводит к исчезновению максимумов на кривых отражения.

Зависимость $R_{\lambda}^{отн}$ от скорости потока O₂ проявляется сильнее в области температур 1400 К и слабо сказывается в области минимума при 1200 К.

Для выяснения влияния длины волны на ход кривой $R_{\lambda}^{отн} = f(T)$ проведены измерения при различных значениях λ в одинаковых режимных условиях. Результаты этого эксперимента для графита плотностью 1,95 г/см³ показаны на рис. 2. Отмечается значительное возрастание коэффициента отражения в максимуме кривой при увеличении длины волны от 1,00 до 2,5 мкм. Аналогичные данные получены и для графитов меньшей плотности. Так, например, для материала плотностью 1,06 г/см³ отношение коэффициентов отражения в точках максимума и минимума $R_{\lambda, \max}^{отн} / R_{\lambda, \min}^{отн}$ при $\lambda = 1,00$ мкм равно 1,16, а при $\lambda = 2,19$ мкм составляет 1,34.

Таким образом, проведенные исследования позволили установить аномальное увеличение спектрального коэффициента отражения углерода в интервале температур 1200—1400 К в окислительной газовой среде.

При сопоставлении кривых $R_{\lambda}^{отн} = f(T)$, полученных в O₂, с температурной зависимостью скорости реагирования углерода в кислороде, выраженной в виде эффективной доли соударений F (по Леторту [3]), отмечается совпадение максимумов в области 1400 К (см. рис. 2). Это указывает на тот факт, что изменение спектрального коэффициента отражения реагирующей поверхности углерода, по-видимому, связано с аналогичным изменением скорости реакции.

Окончательный вывод о физической природе обнаруженного явления может быть сделан после проведения дополнительных исследований, предусматривающих расширение температурного интервала до 2000 К, в котором получены максимумы скорости реагирования углерода с CO_2 и H_2O .

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
5/V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Хятринн Л. П. и др. Горение углерода. М., Изд-во АН СССР, 1948.
2. Головина Е. С., Хаустович Г. П. Инженерно-физический журнал, 1960, 3, № 3.
3. Леторт М.— В кн.: Реакции углерода с газами/Под ред. Е. С. Головиной. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
4. Яворский Н. А., Маланов М. Д. Химия твердого топлива, 1969, № 1.
5. Маланов М. Д., Яворский Н. А.— В кн.: Горение твердого топлива. Новосибирск, Наука, 1969.

УДК 532.52 : 542.63

А. П. БУРДУКОВ, Н. С. БУФЕТОВ, А. Р. ДОРОХОВ

АБСОРБЦИЯ НА СТЕКАЮЩЕЙ ПО АДИАБАТИЧЕСКОЙ СТЕНКЕ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

Основные закономерности совместного тепло- и массопереноса при неизотермической абсорбции на пленке жидкости, стекающей по вертикальной стенке, имеющей постоянную температуру $T_w = \text{const}$, установлены в [1, 2]. Там же получены основные критерии подобия и их функциональная связь:

$$\text{Nu}_D = f(\text{Re}, \text{Pr}, \text{Lu}, \text{Ka}, \frac{x}{\delta}), \quad (1)$$

где $\text{Nu}_D = \frac{g_n \cdot \delta}{\rho \cdot D \cdot \Delta C}$, $\text{Re} = \frac{\Gamma}{\mu}$, $\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$, $\text{Lu} = \frac{a}{D}$, $\text{Ka} = \frac{r|d|}{c_p}$

— критерии Нуссельта (диффузионный), Рейнольдса, Прандтля, Льюиса и модифицированный критерий фазового превращения Кутателадзе соответственно, x — координата в направлении стекания пленки, δ — толщина пленки, м, g_n — плотность потока газа, абсорбирующегося на пленке, $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$, ρ — плотность жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$, D — коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$, μ , ν , a , c_p — динамическая и кинематическая вязкость, теплопроводность и теплоемкость жидкости, ΔC — концентрационный напор (движущая сила процесса), d — постоянный коэффициент в уравнении состояния раствора при постоянном давлении газа $p = \text{const}$:

$$c = d \cdot T + b, \quad (2)$$

где C — концентрация абсорбируемого компонента в жидкости (растворе), T — температура раствора, $^\circ\text{C}$, b — постоянный коэффициент.

Расчет неизотермической абсорбции при стекании пленки жидкости по адиабатической стенке в известной нам литературе не рассматривался, хотя такой процесс имеет место при стекании пленки переохлажденного раствора по пластинчатой насадке и представляет определенный интерес для оценки возможности создания абсорберов, в которых процессы переноса тепла и массы протекают раздельно. В таких случаях перед абсорбером раствор предварительно переохлаждают в обычном трубчатом теплообменнике, а затем подают в полость абсорбера в виде капель, струй или в виде пленки, распределяемой по пластинчатой насадке.

Цель настоящей работы заключалась в экспериментальном исследовании массоотдачи при неизотермической абсорбции стекающей по вертикальной неохлаждаемой поверхности пленкой жидкости. Принципиальная схема установки и методика измерений приведены в [3]. Здесь

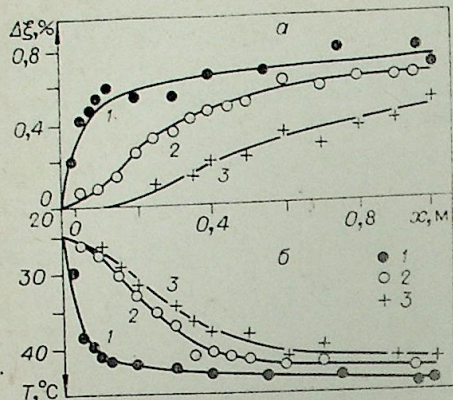


Рис. 1. Изменения средней концентрации (а) и температуры (б) раствора по длине рабочего участка.
 $p = 0,96$ кПа; $Re = 12$ (1), 44 (2), 94 (3).

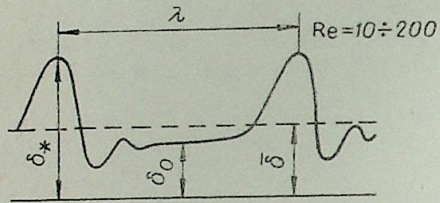


Рис. 2. Схема физической модели стекания жидкости.

укажем, что жидкость стекала в виде пленки по наружной поверхности вертикальной тонкостенной трубы из нержавеющей стали наружным диаметром 25×1 мм и длиной $L = 1,3$ м, которая располагалась в стеклянной колонне внутренним диаметром 155 мм. Абсорбентом в опытах был водный раствор бромистого лития (LiBr), абсорбировался водяной пар. В опытах определяли среднюю концентрацию раствора ξ , $\frac{m[\text{LiBr}] \cdot 100\%}{m[\text{LiBr} + \text{H}_2\text{O}]}$ и его температуру T , °C. Концентрацию находили по тарировочным зависимостям $\xi = f(\rho, T)$, построенным по данным [4], измеряя одновременно плотность денсиметрами с ценой деления $0,001$ г/см³ и температуру — лабораторным ртутным термометром с ценой деления $0,1$ °C. Пробы раствора отбирали из щелевого распределителя и из передвижного пробоотборника на экспериментальном участке. Одновременно термометрами измеряли среднюю температуру раствора в точках отбора проб. Опыты проводили при давлении водяного пара в абсорбере $p = 0,93 \div 2,0$ кПа, в диапазоне плотностей орошения $\Gamma = 0,2 \div 1,2$ кг/м с ($Re = 12 \div 130$) с начальной концентрацией раствора $\xi_0 = 59,5\%$ и при различных значениях начальной температуры раствора. Содержание инертных примесей в паре не превышало $0,05\%$.

В опытах использовали LiBr соответствующий ТУ-22-14-74, LiBr растворяли в дистиллированной воде. Свойства раствора брали по данным [4, 5].

На рис. 1 приведены результаты измерения $\Delta\xi = \xi_0 - \xi$ и T в зависимости от x для следующих условий: $T_0 = 24$ °C; $\xi_0 = 59,5\%$; $Re = 12; 44; 94$. Сопоставляя полученные данные по ξ и T в конце трубы при $x = 1$ м, с диаграммой равновесного состояния [4], можно констатировать, что при данной длине пробега пленки наиболее полно процесс абсорбции протекает при малом Re . Изменение характера зависимостей ξ и T от x на начальном участке ($x < 500$ мм) можно связать с изменением гидродинамики стекания пленки. Так в опытах визуально уста-

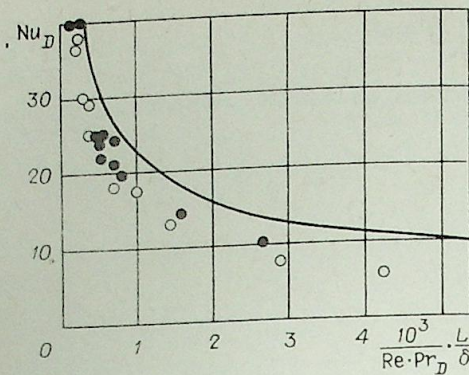


Рис. 3. Обработка экспериментальных данных в координатах.

$$Nu_D \div \frac{1}{Re Pr_D} \cdot \frac{L}{\delta}$$

○ — адiabатическая абсорбция.
 ● — абсорбция на изотермической стенке.

новлено, что с увеличением Re возрастает длина участка трубы x_n , на которой поверхность пленки гладкая, безволновая. При $x > x_n$ на поверхности пленки появляются волны, интенсифицирующие процесс массопереноса [3].

Используя экспериментальные зависимости ξ и T от x , графическим дифференцированием определяли значения удельного потока пара, локальные и средние значения Nu_D . Локальные значения движущей силы находили при этом по (3):

$$\Delta C = C_x'' - C_x, \quad (3)$$

где $C_x'' = d \cdot T + b$, T — температура раствора в точке x , $C_x = 1 - \frac{\xi}{100}$ — концентрация раствора в точке x .

К сожалению, в литературе отсутствуют сведения о зависимостях, с которыми можно было бы сопоставить полученные данные. Тем не менее некоторые особенности процесса абсорбции на адиабатической стенке можно понять, если принять следующую модель, схематично изображенную на рис. 2.

1. Стекающая пленка жидкости перемешивается волнами, имеющими на расстоянии $x > 350$ мм существенно трехмерный характер. На длине λ между гребнями волн пленка стекает ламинарно и имеет постоянную толщину δ , поэтому на этом расстоянии целиком справедлива постановка задачи [2].

2. Длина начального участка тепловой стабилизации x_t , на которой тепловой пограничный слой δ_t выходит на стенку, возрастает по сравнению с рассмотренным в [2] случае абсорбции на изотермической стенке, так как тепловой пограничный слой развивается только от поверхности пленки. Это позволяет считать на длине λ выполненным условие $T_w = \text{const}$, которая определяется в данном случае температурой раствора T вне теплового пограничного слоя.

3. В наших опытах по результатам фотосъемки $\lambda = 35$ мм. Расчет показал, что для условий эксперимента $x_t \sim \lambda$. В этом случае в [2] рекомендуется следующая формула для расчета массоотдачи:

$$Nu_D = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{1}{1 + Ka/\sqrt{Lu}} \left(\frac{1}{Re Pr_D} \cdot \frac{L}{\delta} \right)^{-0,5}, \quad (4)$$

где $Pr_D = \nu/D$ — диффузионный критерий Прандтля. Из (4) следует, что при фиксированных условиях проведения эксперимента среднее значение Nu_D определяется только числом Рейнольдса пленки и длины пробега пленки L . На рис. 3 сопоставлены средние значения Nu_D , определенные для участка стекания пленки после возникновения волн, с расчетом по (4) и экспериментальными данными по массоотдаче к стекающей пленке водного раствора бромистого лития на изотермической стенке $T_w = \text{const}$ [3]. При расчетах в качестве линейного масштаба принимали $L = \lambda = 35$ мм.

Удовлетворительное согласование полученных данных на изотермической и адиабатической стенке свидетельствует о справедливости исходных предпосылок предлагаемой модели абсорбции при стекании пленки по адиабатической стенке. Возрастающее с увеличением определяющего комплекса расхождение расчета и эксперимента на рис. 3 может быть объяснено неполным перемешиванием раствора волной.

Таким образом, в работе получены новые данные по массоотдаче при абсорбции водяного пара пленкой водного раствора бромистого лития, стекающей по адиабатической стенке.

Показано, что как на изотермической, так и на адиабатической поверхности механизм массопереноса идентичен, а именно определяется волновой структурой пленки. При этом важное значение имеет учет эффектов, связанных со стабилизацией тепловых пограничных слоев.

Специальное конструкторское бюро
«Энергохиммаш», Новосибирск

Поступила в редакцию
7/V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Накоряков В. Е., Григорьева Н. И. О совместном тепломассопереносе при абсорбции на каплях и пленках. — ИФЖ, 1977, XXXII, № 3.
2. Буфетов Н. С., Григорьева Н. И., Дорохов А. Р. Массоотдача к стекающей пленке жидкости в неизотермических условиях. — В кн.: Исследование сложного теплообмена. Новосибирск, СО АН СССР, 1978.
3. Бурдуков А. П., Буфетов Н. С., Дорохов А. Р. Абсорбция на стекающей пленке жидкости. — Изв. СО АН СССР, 1979, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
4. Löwe H. Thermodynamischen und physikalischen Eigenschaften der wässrigen Lithium — Bromid — Lösung. Dis. Karlsruhe, 1960.
5. Исследование теплофизических свойств жидких растворов и сплавов. Сб. науч. трудов/Ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, ИТФ, СО АН СССР, 1977.

Н. М. РАСТОРГУЕВА

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПОЛУСФЕРИЧЕСКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СПОСОБНОСТИ АЛЮМИНИЕВЫХ И СТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР 5—100 К

Перенос тепла излучением играет значительную роль в тепловом балансе различных криогенных систем. Одной из наиболее важных радиационных характеристик, необходимых для предсказания поведения такой системы, является интегральная полусферическая излучательная способность материалов. Несмотря на развитие ряда теорий, пытающихся объяснить явление теплового излучения при криогенных температурах в области 4,2—100 К [1—3], указанные характеристики остаются практически неизученными. Причина заключается в том, что теоретическое определение этих величин требует привлечения сложного аппарата квантовой электродинамики, что не всегда приемлемо; к тому же все теории построены только для металлов [2] и рассматривают идеально чистые материалы и поверхности, в то время как для практики чаще требуются сведения о реальных материалах с технической обработкой поверхности. Поэтому основным источником информации об излучательных характеристиках реальных материалов при криогенных температурах в настоящее время является эксперимент.

Существующие экспериментальные результаты немногочисленны и отличаются невысокой точностью измерений, составляющей в некоторых случаях величину, большую 100%, что объясняется трудностями постановки эксперимента при криогенных температурах. Велико также расхождение между имеющимися экспериментальными и теоретическими результатами при этих температурах. Например, экспериментальные данные для меди отличаются от результатов расчета по теории аномального скин-эффекта на один—два порядка в диапазоне 2—20 К [4].

В настоящей работе исследовались интегральные полусферические излучательные способности алюминиевых и стальных образцов в температурной области 5—100 К на радиационно-калориметрической установке [5] в зависимости от степени обработки поверхности и чистоты материала.

В качестве датчиков температуры применялись два германиевых термометра сопротивления типа КГ и дифференциальные термпары на основе сплава Au + 0,07 ат. % Fe в паре с хромелем.

Расчет излучательных характеристик ϵ_x проводился в отличие от результатов, приведенных в [6], с учетом многократности отражения излучения в системе для той же принципиальной схемы установки. В основу взято выражение Христиансена [7], описывающее теплообмен между поверхностями двух серых изотермических тел, одно из которых неогнуто и заключено внутри другого. Схема и соответствующие угловые коэффициенты приведены в работе [6]. Для стационарного теплового

режима уравнение баланса энергии в плоском сечении образца имеет вид (1)

$$q_{\text{рез } 1} = q_{\text{рез } 2},$$

или

$$\sigma_0 (T_1^4 - T_2^4) / \left[\frac{1}{\varepsilon_2} + \frac{A_2}{A_1} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \right] = -\sigma_0 (T_3^4 - T_x^4) / \left[\frac{1}{\varepsilon_x} + \frac{A_x}{A_3} \left(\frac{1}{\varepsilon_3} - 1 \right) \right], \quad (2)$$

где σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана; T_1, T_2, T_3 и T_x — температуры черного тела, зачерненной поверхности образца, криогенной ванны и исследуемой поверхности образца; A_1, A_2, A_3 и A_x — соответствующие площади (A_x — с учетом толщины образца) и $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ и ε_x — излучательные способности рассматриваемых поверхностей. Принимая во внимание, что градиент температур в тонком образце при криогенных температурах практически равен нулю, имеем $T_2 = T_x, \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$, где ε — излучательная способность зачернителя. Следовательно

$$\varepsilon_x = (T_1^4 - T_2^4) \varepsilon / \left\{ (T_2^4 - T_3^4) \left[1 + \frac{A_2}{A_1} (1 - \varepsilon) \right] - \frac{A_x}{A_3} (1 - \varepsilon) (T_1^4 - T_2^4) \right\}. \quad (3)$$

Здесь $A_2/A_1 = 0,03333$ и $A_x/A_3 = 0,00493$ — постоянные установки (при расчете A_x толщина образца была принята равной 0,3 мм). Поскольку абсолютное значение подчеркнутого члена в формуле (3) мало и пренебрежение им влечет за собой погрешность составляющую не более сотых долей процента в рассматриваемом диапазоне температур, то расчетная формула примет вид

$$\varepsilon_x = (T_1^4 - T_2^4) \varepsilon / (T_2^4 - T_3^4) \left[1 + \frac{A_2}{A_1} (1 - \varepsilon) \right]. \quad (4)$$

Значения ε в области 4,3—70 К находились предварительными экспериментами по упрощенной формуле, приведенной в [6], и корректировались на величину расхождения с формулой (4).

Максимальная относительная погрешность измерения была определена ранее, но поскольку в данном случае предполагались исследования образцов с ожидаемыми предельно малыми значениями ε_x , то возникла необходимость в оценке величины погрешности, вносимой в общую ошибку измерения основным элементом, на котором базируется метод, а именно дифференциальной термопарой между образцом и термостатированным блоком. Точность поддержания нулевой разности температур дифференциальной термопарой, найденная в эксперименте, составила величину $\Delta T = 0,0006$ К; расчетное значение $\Delta T = 0,003$ К. Следовательно, величина погрешности, вносимой кондуктивными потоками в термопаре, определяется областью, заключенной между указанными значениями ΔT .

На рис. 1 (позиции а, б, в, г) приводится серия кривых, характеризующих относительную погрешность в определении ε_x образцов в зависимости от перепада температур в дифференциальной термопаре, от температуры образца и степени его черноты. Заштрихованные участки между кривыми 1 и 2 во всех случаях определяют области наиболее вероятного расположения рассматриваемой погрешности. Кривые 3 даны для случая, если бы температурный перепад в термопаре поддерживался равным ошибке измерения температуры T_2 , составляющей 0,01 К. Из сравнения кривых 1, 2 и 3 следует, что высокая точность поддержания нуля дифференциальной термопарой оправдана.

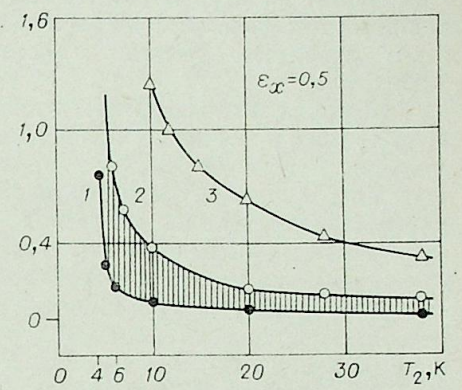
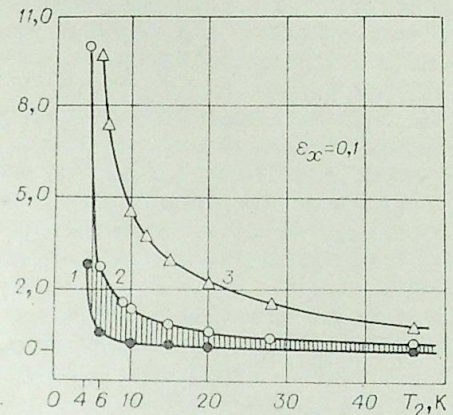
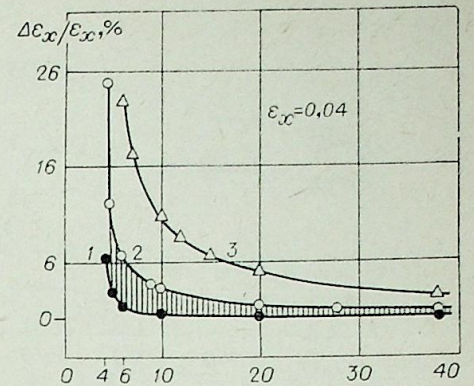
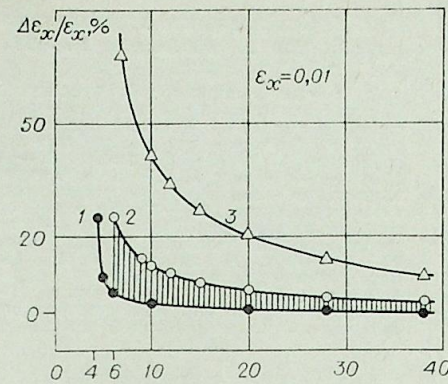
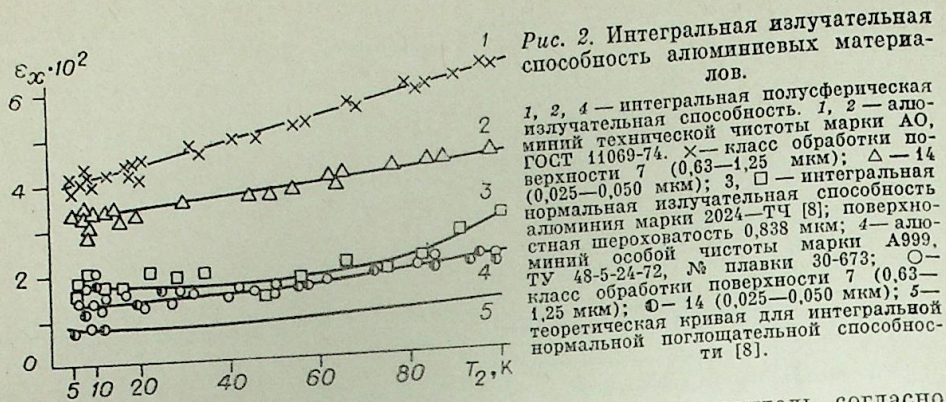


Рис. 1. Относительная погрешность измерения интегральной полусферической излучательной способности материалов, обусловленная кондуктивными потоками в дифференциальной термопаре. $\Delta T = 0,0006$ (1); 0,003 (2); 0,01 (3).

Прослеживается существенная зависимость рассматриваемой погрешности от степени черноты исследуемого образца. Например, ошибка $\frac{\Delta \varepsilon_x}{\varepsilon_x}$ при 6 К лежит в пределах 0,17—0,8% для $\varepsilon_x = 0,5$ и меняется до значений 5—25,2% для $\varepsilon_x = 0,01$ при той же температуре. Наблюдается зависимость рассматриваемой величины также от T_2 и ΔT .

При сравнении погрешности, вызванной кондуктивными потоками в термопаре, с кривыми, приведенными в работе [6], обнаружилось, что первая составляет в среднем от 3—4 до 15—20% от максимальной ошибки измерения; степень черноты образца и его температура при этом не имеют значения. Следовательно, основной элемент компенсационного метода (дифференциальная термопара) вносит равнозначную относительную ошибку при всех измерениях. Таким образом, при исследовании материалов с предельно малыми значениями ε_x метод работает не хуже: другими словами, он оказывается «инертным» относительно вариаций физических параметров образца.

Экспериментальные результаты по интегральным полусферическим излучательным способностям алюминиевых образцов представлены на рис. 2. Исследовались образцы диаметром 20 и толщиной 0,3 мм из технического алюминия и из алюминия особой чистоты. Величина остаточного удельного электросопротивления для чистого алюминия измерялась бесконтактным способом при температуре жидкого гелия и составила $2,2 \cdot 10^{-10}$ Ом·см в начале слитка; в конце слитка — $2,5 \cdot 10^{-10}$ Ом·см.



Измерения электросопротивления проводил завод-изготовитель согласно техническим условиям на материал. Следует отметить, что идеально чистым считается металл с остаточным электросопротивлением, равным нулю.

Образцы, используемые в данном эксперименте, различались между собой также и степенью обработки поверхности. Кривые 1, 3 и 4 (○) характеризуют сорта алюминия, различные по химическому составу, но имеющие одинаковую поверхностную шероховатость. Подобрать идентичный алюминиевый сплав для сопоставления экспериментальных результатов настоящей работы с кривой 3 оказалось невозможным из-за отсутствия аналогичного материала по ГОСТу.

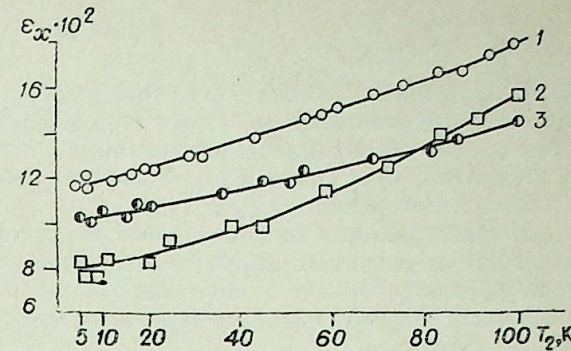
Излучательные способности механически полированного алюминия, имеющего оптически плоскую и зеркальную поверхность, соответствуют кривым 2 и 4 (⊙). Все образцы в период между изготовлением и экспериментом хранились в эксикаторе или в специальной ювенте, заполненной сухим газообразным аргоном. Кривая 5 рассчитана по теории аномального скин-эффекта с учетом квантовомеханической модели для нормальной поглощательной способности алюминия.

Из рис. 2 следует, что интегральные излучательные характеристики алюминиевых образцов возрастают с увеличением температуры, что соответствует объединенной теории Холштейна, принятой для алюминия, согласно которой поглощательная способность материала обратно пропорциональна его электропроводности [1]. В свою очередь, электропроводность, являясь функцией температуры, возрастает с понижением последней, что отражается на изменении степени черноты. Сравнение с теоретической кривой возможно только качественное, поскольку ранее отмечалось [8], что теория аномального скин-эффекта и квантовомеханическая модель не подтверждаются экспериментально; к тому же неизвестны конкретные физические параметры, заложенные в расчет кривой 5.

Прослеживается влияние химического состава образцов на исследуемые характеристики, хотя теория предсказывает незначительное различие в этих величинах для чистого и «загрязненного» металла [4]. Экспериментальный результат, по-видимому, объясняется тем, что электропроводность большинства металлов зависит от химической чистоты, возрастая с увеличением последней, что влечет соответствующий рост излучательной способности «загрязненного» металла. При этом следует отметить, что ϵ_{∞} исследованных образцов зависит не только от суммарной примеси в металле, но и от характера отдельных составляющих и способа их взаимодействия с основным материалом. Например, общая сумма примесей в Al марки 2024-ТЧ больше по сравнению с Al марки АО, однако при сопоставлении их излучательных способностей отмечается, что более «загрязненный» металл имеет меньшую ϵ_{∞} . Нужны дальнейшие экспериментальные исследования в этом направлении, так как в каж-

Рис. 3. Интегральная излучательная способность сталей.

1, 3 — интегральная полусферическая излучательная способность стали марки 12Х18Н10Т, ГОСТ 5632-72; ○ — класс обработки поверхности 7 (0,63—1,25 мкм); ⊙ — 14 (0,025—0,050 мкм); 2, □ — интегральная нормальная излучательная способность стали марки 304 [8], поверхностная шероховатость 0,686 мкм.



дом конкретном случае будет наблюдаться своя специфика. Подобные исследования лучше проводить на материалах, имеющих большие степени черноты (для уменьшения погрешности измерения), с целью получения более четкой картины.

В меньшей мере сказывается влияние степени обработки поверхности на рассмотренные свойства. Теория также предсказывает, что влияние этого фактора снижается с уменьшением температуры. Так, для особо чистого алюминия экспериментальные точки, относящиеся к полированному и обычным образцам, практически расположены на одной кривой. Возможно, это объясняется тем, что механически полированный образец имеет на своей поверхности вкрапленные частицы абразивного материала, что может вызвать увеличение степени черноты. Кроме того, измерения здесь проведены на самом пределе, с максимальными погрешностями. По этим же причинам в области 5—10 К кривые 3, 4 и 5 практически перекрываются между собой.

На рис. 3 приведены интегральные полусферические излучательные способности исследуемой нержавеющей стали для шероховатых и механически полированных образцов диаметром 20 и толщиной 0,20 мм. Наблюдается возрастание степени черноты материала с ростом температуры образца и с увеличением поверхностной шероховатости. Полученные результаты (кривая 1) сравниваются с данными, найденными для стали с аналогично обработанной поверхностью (кривая 2). Так как рассматриваются характеристики близких по химическому составу сталей, не являющихся полными аналогами, то допустимо предполагать некоторое расхождение в ходе экспериментальных кривых, что и наблюдается на рис. 3. В среднем степень черноты всех стальных образцов имеет значения от 0,08 до 0,18.

Для стали марки 304 также существуют экспериментальные результаты [9] по спектрам отражения в области 20—200 мкм при температуре 85 ± 1 К, снятые с точностью $\pm 5\%$ (способ обработки поверхности неизвестен). Так как максимальная длина волны при этой температуре составляет 31 мкм, интегральную излучательную способность можно определить равной 0,03 при 85 К. При сравнении найденного значения с кривой 2 (см. рис. 3) видно, что результаты разных авторов для одного и того же материала расходятся примерно в 4 раза. Поскольку в данном случае исключается роль химического состава, то остается преимущественное влияние поверхностной обработки, разных методик измерения и того фактора, что расчет искомой величины проведен не по всему спектру.

Сравнение экспериментальных результатов для сталей с теоретическими предсказаниями невозможно, так как для сплавов соответствующие теории еще не разработаны.

Максимальные погрешности в эксперименте определяются согласно ранее изложенной методике [6].

1. Проведена оценка величины и характера погрешности, обусловленной кондуктивными потоками в дифференциальной термопаре. Обнаружено, что рассматриваемая величина вносит в общую относительную ошибку измерения равный в процентном отношении вклад, независимый от абсолютных значений ϵ_x и T_2 .

2. Интегральные излучательные характеристики исследованных алюминиевых и стальных образцов являются функциями химического состава образца, степени поверхностной обработки и температуры. Для выбранных алюминиевых материалов наиболее существенным оказался первый фактор.

3. При сравнении полученных данных с имеющимися экспериментальными и теоретическими результатами оказалось, что все кривые характеризуют величины, близкие между собой по абсолютному значению. Однако полного совпадения не обнаружено, что можно объяснить: а) разнообразием методик измерения; б) неадекватностью химического состава сравниваемых материалов; в) различным состоянием поверхностей, изготовленных отдельно друг от друга; г) недостаточной точностью теоретической модели; д) тем, что сравнение проводилось полусферических излучательных способностей с нормальными излучательными или поглощательными характеристиками.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
25/II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов А. В. Оптика металлов.— В кн.: Оптические свойства металлов. М., Физматгиз, 1961.
2. Tien C. L., Cravalho E. G. Thermal radiation of solids at cryogenic temperatures.— *Advances in cryogenic heat transfer*, 1968, v. 64, N 87.
3. Domoto G. A., Boehm R. F., Tien C. L. Predictions of the total emissivity of metals at cryogenic temperatures.— *Advan. Cryog. Eng.*, New York, Plenum Press, 1969, v. 14.
4. Тоскано, Кравалхо. Тепловые излучательные свойства благородных металлов при криогенных температурах.— *Теплопередача*, 1976, т. 98, № 3.
5. Расторгуева Н. М. Радиационно-калориметрическая установка для измерения интегральных степеней черноты материалов при криогенных температурах.— В кн.: Теплообмен излучением. Новосибирск, 1977.
6. Расторгуева Н. М. Экспериментальные исследования интегральных полусферических излучательных способностей материалов в области температур 4,3—70 К.— В кн.: Исследование теплообмена и свойств переноса излучения. Новосибирск, 1979.
7. Рубцов Н. А. Теплообмен излучением. Учеб. пособие. Новосибирск, НГУ, 1977.
8. Hawks K. H., Cottingham W. B. Total normal emittances of some real surfaces at cryogenic temperatures.— *Advan. Cryog. Eng.*, New York—London, Plenum Press, 1971, v. 16.
9. Aronson I. R., McLinden H. G. Far-infrared spectra of solids.— *NASA SP-55*, Washington, 1965.

Н. М. РАСТОРГУЕВА, Н. А. РУБЦОВ

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПОЛУСФЕРИЧЕСКИЕ
ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СПОСОБНОСТИ
ФТОРОПЛАСТА-4 В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР 125—320 К

Уникальные свойства фторопласта-4 выдвинули его в число основных конструкционных и защитных материалов, используемых в изготовлении ответственных узлов и деталей машин, предназначенных для эксплуатации в различных областях техники. Высокая химическая стойкость, эластичность, достаточная прочность, способность выдерживать значительные температурные перепады — все эти качества делают фторопласт-4 и композиционные соединения на его основе перспективными материалами, особенно для развития криогенной техники. Однако внедрение полимера в указанную область сдерживается недостаточной изученностью влияния низких температур на его теплофизические и оптические свойства. К числу оптических свойств материала относятся интегральные полусферические излучательные способности, необходимые для расчета теплового баланса различных низкотемпературных систем, так как перенос тепла излучением играет значительную роль в таких условиях. Для фторопласта-4 названные характеристики не изучены и в данной работе определяются экспериментально в области температур 125—320 К. При этом в связи с тем, что исследуемый материал в рассматриваемом диапазоне температур является полупрозрачным при обработке экспериментальных данных привлекается методика, разработанная в [1].

Излучательная способность фторопласта-4 (ϵ_x) является функцией толщины материала. Это обстоятельство подтверждается спектральными пропусканиями, снятыми для длин волн 8—50 мкм при комнатных температурах [2, 3]. Кроме того, ϵ_x существенно зависит и от температуры, несмотря на то, что спектральные характеристики материала слабо зависят от температуры (от комнатных и выше). Для пленок из фторопласта-4 обнаружено незначительное изменение некоторых полос поглощения в области от 0 до 370°C [4, 5]. Полосы поглощения полимера с длинами волн, превышающими 20 мкм [5], и низкотемпературные спектры совсем не изучены.

На рис. 1 приведены спектры пропускания фторопласта-4 в области 16—24 мкм, снятые по двухлучевой схеме на ИКС-14 с помощью специальной низкотемпературной камеры (рис. 2) при разных температурах. Давление в объеме во время записи спектра поддерживалось равным $2,7 \cdot 10^{-4}$ Па, температура образца измерялась манганин-константановыми термометрами диаметром 50 мкм. К сожалению, спектры пропускания не могут быть использованы для вычисления интегральных излучательных характеристик материала в связи с тем, что коэффициент поглощения, находимый из спектра, и его собственная излучательная способность определяются разными температурными уровнями и могут значительно отличаться между собой. Поэтому приведенные результаты

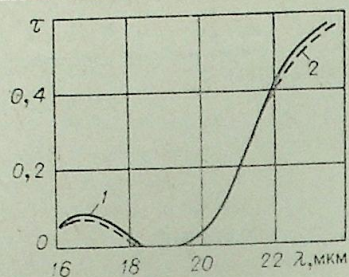


Рис. 1. Спектральные коэффициенты пропускания фторопласта-4 толщиной 100 мкм. $T=300$ (1); 155 К (2).

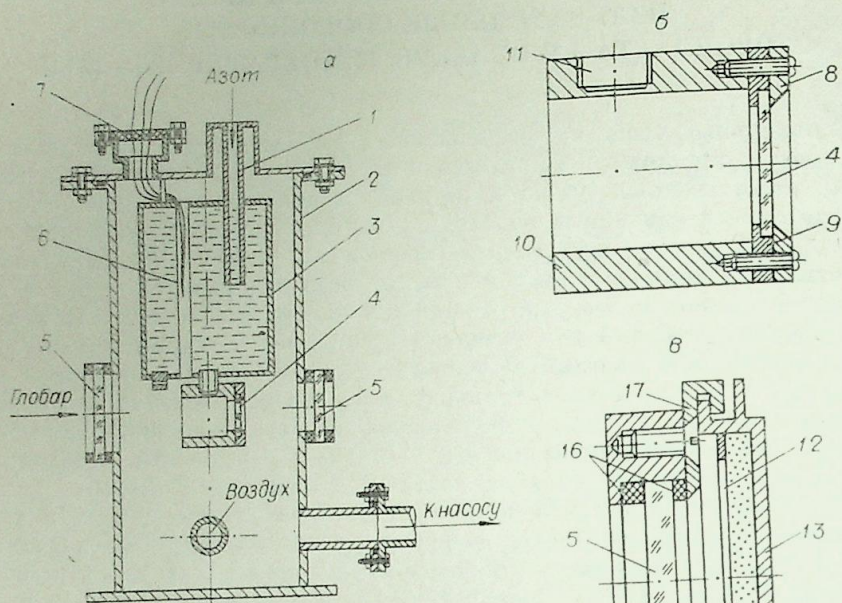


Рис. 2. Низкотемпературная камера (а), крепление образца (б), оптическое окно (с).

1 — трубка и 2 — корпус, сталь нержавеющая; 3 — медная камера; 4 — образец; 5 — оптическое окно из КВг; 6 — трубка для проводников; 7 — электрический ввод, выполненный с помощью эпоксидной композиции; 8 — крышка; 9 — фланец; 10 — держатель образца; 11 — болт, (8—11 медь); 12 — металлическая сетка; 13 — алюминиевый предохранитель; 14 — силикагель; 15 — фланец из нержавеющей стали; 16 — прокладка из вакуумной резины; 17 — дюралевая рамка.

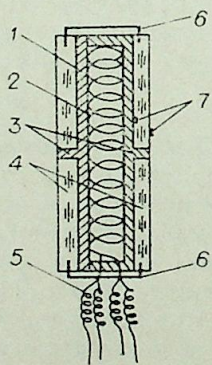


Рис. 3. Система образец — нагреватель.

1 — корпус нагревателя (медь золоченая); 2 — спираль из марганца; 3 — штыри золоченые; 4 — образцы полупрозрачные; 5 — тепловые шунты; 6 — места расположения термопар.

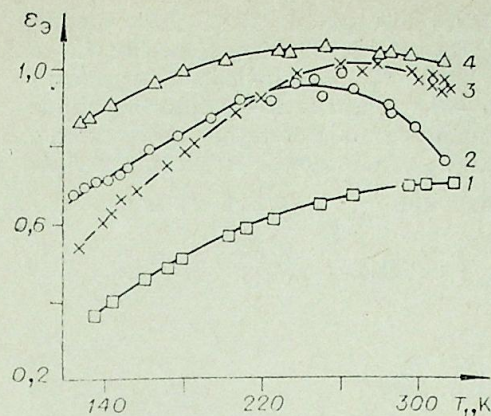


Рис. 4. Эффективная интегральная полусферическая излучательная способность (условное название) фторопласта-4.

Толщина образца в мм 0,1 (1); 0,2 (2); 0,5 (3); 2,2 (4).

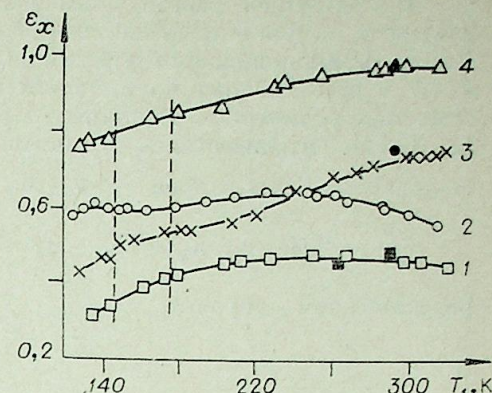


Рис. 5. Интегральная полусферическая излучательная способность фторопласта-4. Толщина образца в мм 0,1 (1); 0,2 (2); 0,65 (3); 2,2 (4). 0,1 (■); 0,2 (●); 3,2 (▲); Расчетные данные по спектрам пропускания [9] — □, ●; рассчитано по диэлектрической постоянной фторопласта-4 [7] — ▲.

следует рассматривать как качественные, иллюстрирующие значительное изменение пропускательной способности полимера в зависимости от длины волны и слабое влияние температуры на эту характеристику.

Измерения ϵ_x слоев из фторопласта-4 проведены калориметрическим методом [6]. Образцы диаметром 20 мм переменной толщины крепились к нагревателю (см. схему на рис. 3) с применением клеевого слоя из БФ-2 толщиной 0,02 мм. Излучательная способность подложки определялась предварительными экспериментами с учетом названного покрытия. Так как фторопласт-4 имеет низкую способность к склеиванию, для крепления тонких образцов применялись дополнительно две миниатюрные скобы из стальной проволоки. Основная цель при составлении блока (образец-нагреватель) заключалась в фиксации его геометрического размера, в предотвращении отслоения деталей друг от друга во время эксперимента. В отличие от предыдущих экспериментов давление в установке поддерживалось равным $2,7 \cdot 10^{-5}$ Па и измерения проводились марганец-константановыми термопарами диаметром 50 мкм.

На рис. 4 приведены экспериментальные результаты для ϵ_0 , рассчитанные в предположении непрозрачности материала. В качестве определяющей принималась температура внешней поверхности образца.

Поскольку коэффициент отражения фторопласта-4 мал и при 293 К $r = 0,029$ [7], а показатель преломления материала при низких температурах близок к единице [8—10], для приближенного расчета ϵ_x (рис. 5) применена ранее разработанная методика [1]:

$$\epsilon_x = (1-r)[1-2K_3(h_0)]/[1-2rK_3(h_0)] \approx 1-2K_3(h_0). \quad (1)$$

Значения $K_3(h_0)$ определялись из выражения

$$\epsilon_0 = 1-2(1-\epsilon_2)K_3(h_0)\beta_2 + 2[1/3-K_4(h_0)]\beta_{21}/h_0, \quad (2)$$

учитывающего температурное распределение по толщине плоского образца. Здесь ϵ_2 — излучательная способность подложки; h_0 — оптическая толщина исследуемого образца; $\beta_2 = T_2^4/(T_1^4 - T_0^4)$ и $\beta_{21} = (T_2^4 - T_1^4)/(T_1^4 - T_0^4)$ — коэффициенты, определяющие температурное распределение в системе — образец (T_1), подложка (T_2) и криогенная ванна (T_0);

$$K_m(X) = \int_0^1 \exp(-X/\mu) \mu^{m-1} \frac{d\mu}{\mu} — \text{экспоненциальный интеграл.}$$

В настоящей работе применен более быстрый способ нахождения значения h_0 для определения $K_3(h_0)$ в формуле (1). Представляя (2) в форме функционального уравнения $F(h_0) = 0$, раскладываем функцию $F(h_0)$ в ряд Тейлора по степеням $(h_0 - \bar{h}) = \delta\bar{h}$, где \bar{h} — первоначальное значение оптической толщины, определяемое из спектров пропускания [2, 3, 11]. Ограничиваясь двумя членами ряда, первый из которых $F(\bar{h})$ находим из (2), а второй — с учетом значения $\frac{\partial F}{\partial h}$, имеющего вид

$$\frac{\partial F}{\partial h} = 2(1 - \varepsilon_2) K_2(h_0) \beta_2 - 2[1/3 - K_4(h_0)] \beta_{21}/h_0^2 + 2K_3(h_0) \beta_{21}/h_0, \quad (3)$$

рассчитываем поправку

$$\delta\bar{h} = -F(\bar{h}) / \frac{\partial F}{\partial h} \quad (4)$$

к первоначально принятому значению \bar{h} .

Далее, путем последовательных итераций уточняется значение h_0 , определяется $K_3(h_0)$ и ε_x .

Полученные значения ε_x исследуемого полимера (см. рис. 5) являются функцией оптической толщины слоя и температуры. При этом ε_x возрастает с увеличением названных факторов. Подобный ход кривых согласуется с расчетами ε_x по диэлектрической постоянной материала [7] для температур 293—585 К. Неожиданным является поведение кривых 2 и 3 в области 130—240 К, где наиболее тонкий образец имеет большую степень черноты. Подобную аномалию можно объяснить рядом причин. Прежде всего, материалы, взятые для образцов, не являются полными аналогами по своим структурным факторам, так как пленки переменных толщин изготавливаются отдельно друг от друга и могут иметь разную степень кристалличности и пористости, что создает неравную объемную плотность и соответственно разное термическое сопротивление материала [12]. Известно также, что теплопроводность полимеров определяется их плотностью и для аморфных и кристаллических структур изменяется по разным законам [12]. Это в свою очередь скажется на формировании значения ε_x .

Кроме того, в области, отмеченной на рис. 5 штриховыми линиями (146—176 К), фторопласт-4 проходит процесс стеклования [13], который для пленок разных толщин и структур может быть сдвинут по температуре, а в случае подогрева одной и охлаждения другой из сторон образца изменения могут оказаться более заметными. Фазовый переход полимера из стеклообразного состояния в высокоэластическое сопровождается скачкообразным увеличением теплоемкости. Увеличение теплоемкости с ростом температуры может объясняться непрерывной перестройкой молекулярных структур ближнего порядка, требующей затрат тепла. Изменение процента кристалличности материала влияет на температуру стеклования, вызывая ее увеличение, уменьшение или оставляя неизменной. Данные о такой взаимосвязи самые противоречивые [12]. При этом неизбежен сдвиг и других физических свойств.

В эксперименте использовались образцы, имеющие поверхностную обработку, полученную в процессе изготовления материала в заводских условиях, поэтому состояние поверхностей слоев практически всегда разное. Наконец, для образцов разных структур может наблюдаться изменение не только интенсивности полос поглощения, но и сдвиг их положения от температуры. Некоторая погрешность может быть внесена также в процессе обработки экспериментально найденных значений в связи с учетом температурного перепада по толщине образца. Дело в том, что выражение (2) получено в предположении отсутствия в образцах процессов рассеяния. Это допущение справедливо для случая тонких образ-

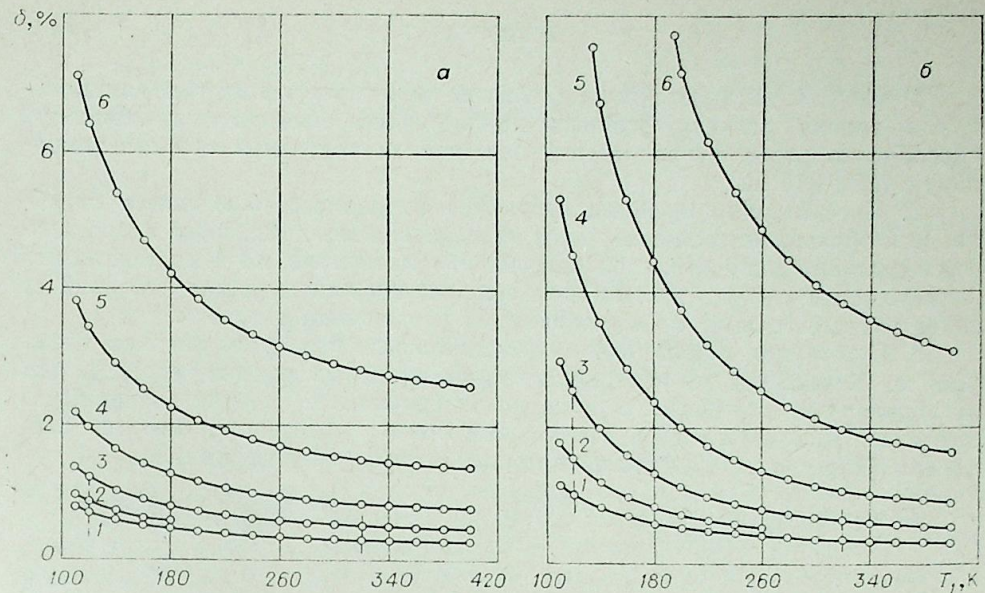


Рис. 6. Суммарная относительная погрешность измерения интегральной полусферической излучательной способности полупрозрачных материалов. $\varepsilon_x = 0,90$ (1); 0,40 (2); 0,20 (3); 0,10 (4); 0,05 (5); 0,025 (6). а) система из двух манганин-константановых термопар с четырьмя манганиновыми проводниками для нагревателя; б) аналогичная система с медь-константановыми термопарами.

цов и может нарушаться при переходе к оптимальным толщинам, когда $h_0 = (\alpha + \rho)\delta \sim 1,0$ (α , ρ — коэффициенты поглощения и рассеяния, δ — толщина образца). При больших толщинах ($h_0 > 1,0$) за счет процессов экранирования излучения в толще образца вклад рассеяния в излучение образца может снизиться.

Все перечисленные факторы могут оказать влияние на формирование излучательной способности фторопласта-4, завуалировав прямую связь между геометрической толщиной образца и ε_x .

При температуре около 303 К фторопласт-4 имеет фазовый переход в кристаллической области. Ниже 292 К элементарная ячейка материала триклинная, а выше — гексагональная [13]. Поскольку образцы могут отличаться степенью кристалличности, то это скажется на изучаемых оптических характеристиках.

На рис. 5 приведено несколько значений ε_x , рассчитанных по спектрам пропускания и по диэлектрической постоянной материала. Наилучшее совпадение наблюдается для тонких и толстых слоев.

Суммарная относительная погрешность измерения (рис. 6) складывается из ошибок, обусловленных следующими причинами: наличием кондуктивных потоков в системе подводящих проводников, наличием теплообмена излучением проводников с окружающей криогенной ванной и образцом, переносом тепла молекулярной теплопроводностью разреженных газов, погрешностью измерения температуры образца, приближенным выводом расчетной формулы [6], погрешностями в измерении площади образца и электрических величин. Эти факторы вносят разный по абсолютному значению вклад. Наиболее существенным для данной калориметрической системы оказался первый из них. Поэтому использование манганин-константановых термопар заметно повысило точность измерений. Между штриховыми кривыми (рис. 6, а) располагаются области нахождения погрешностей для исследованных образцов; для сравнения аналогичная область отмечена на рис. 6, б.

ВЫВОДЫ

1. Используя простейшую калориметрическую технику и специальную методику расчета, удалось приближенно оценить излучательную способность слоев фторопласта-4 переменных толщин в области температур 125—320 К.

2. Поскольку внутренняя структура фторопласта-4 меняется от образца к образцу и является одним из определяющих факторов в процессе формирования излучательной способности материала, то невозможно без эксперимента сделать достоверные заключения относительно значений ϵ_x слоев равных толщин, но изготовленных раздельным способом.

3. Суммарная относительная погрешность измерения, являясь функцией ϵ_x и температуры образца, в эксперименте не превышает 1,2% для исследованных образцов. Однако расхождение найденных значений ϵ_x для слоев полимера с действительными более существенно, так как расчетная формула (1) содержит ряд ограничивающих допущений.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
5/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Рубцов Н. А., Расторгуева Н. М. Приближенный анализ интегральной излучательной способности слоев NaCl и KBr в диапазоне температур 140—370 К.— Изв. СО АН СССР, 1972, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
2. Liangt C. Y., Grimm S. Infrared Spectra of high polymers. III. Polytetrafluoroethylene and polychlorotrifluoroethylene.— J. Chem. Phys., 1956, v. 25, N 3.
3. Hummel D. O. Infrared spectra of polymers in the medium and long wavelength regions. New York — London — Sydney, Interscience publish., 1966.
4. Покровский Е. И., Котова И. П. Исследование кристалличности некоторых полимеров при помощи инфракрасной спектроскопии.— ЖТФ, 1956, т. 26, вып. 7.
5. Физика полимеров. Сборник статей. М., ИЛ, 1960.
6. Расторгуева Н. М., Рубцов Н. А. К исследованию интегральной излучательной способности материалов при низких температурах.— Изв. СО АН СССР, 1970, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
7. Ehrlich P. Dielectric properties of teflon from room temperature to 314 C and from frequencies of 10^2 to 10^5 c/s.— J. of Research N. B. S., 1953, v. 51, N 4.
8. Блох А. Г. Основы теплообмена излучением. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
9. Паншин Ю. А., Малкевич С. Г., Дунаевская Ц. С. Фторопласты. Л., Химия, 1978.
10. Ван Кревелен Д. В. Свойства и химическое строение полимеров. М., Химия, 1976.
11. Wentink T., Planet W. Infrared transmittance and emittance of polytetrafluoroethylene.— J. Optic. Soc. Am., 1961, v. 51, N 6.
12. Пивень А. Н., Гречаная Н. А., Чернобыльский И. И. Теплофизические свойства полимерных материалов. Киев, Вища школа, 1976.
13. Энциклопедия полимеров. М., Советская энциклопедия, 1977, т. 3.

Г. И. ГОРЕЛОВ, А. А. ЖИРНОВ

ВИХРЕВАЯ КАМЕРА СГОРАНИЯ С ПРОФИЛИРОВАННЫМИ ТОРЦЕВЫМИ СТЕНКАМИ

Создание многотопливной камеры сгорания малых размеров с хорошими энергетическими характеристиками, малой токсичностью — задача трудная. Сложность ее решения определяется гидродинамикой малых ограниченных объемов, такими медленно протекающими процессами, как распыл топлива, прогрев и испарение капель, смешение паров горючего и окислителя, термическая активация смеси, и стабилизацией процесса горения. Указанные трудности могут быть преодолены в профилированной вихревой камере сгорания [1, 2].

Структура несущего потока окислителя типа вихревого стока, обладающая диспергирующей способностью и обеспечивающая удержание крупных капель горючего на своей периферии, содействует лучшему смесеобразованию, позволяет увеличить время пребывания части топлива в зоне горения. Поле центробежных сил, создаваемое вихревым характером движения окислителя, обуславливает послойное смесеобразование, что позволяет сместить рабочие характеристики камеры в зону бедных смесей и тем самым снизить уровень токсичности продуктов сгорания.

Расслоение топливной смеси создает также эффективную пленочную защиту стенок камеры, что позволяет существенно упростить ее конструкцию, ликвидировав жаровую трубу или другие средства тепловой защиты.

При установленном радиальном распределении окружных скоростей V_t по закону $V_t \cdot r^n = \text{const}$ частицы данной фракции имеют свой равновесный радиус, на котором результирующая сумма всех приложенных к частице сил равна нулю [3]. Если пренебречь второстепенными силами, приложенными к частицам в закрученном потоке (корнолисова сила, сила тяжести, градиент давления в осевом направлении, сила Магнуса), а также вихревыми и термическими пульсациями, т. е. принять для простоты плоскую схему стока, то частица, попавшая на свой равновесный радиус, должна совершать круговое движение, перемещаясь на новый равновесный радиус только при выгорании или диспергировании, вызывающем уменьшение ее размеров.

Условие равновесия сил, действующих на частицу в радиальном направлении, имеет вид

$$F_n - F_c = 0. \quad (1)$$

Здесь F_n — центробежная сила, F_c — сила сопротивления вязкой среды — равны

$$F_n = \frac{1}{24} d^3 \rho_r \frac{\Gamma}{\pi r^3}, \quad (2)$$

$$F_c = \frac{1}{32} \eta r d^2 \frac{Q}{\pi r^2 h^2}. \quad (3)$$

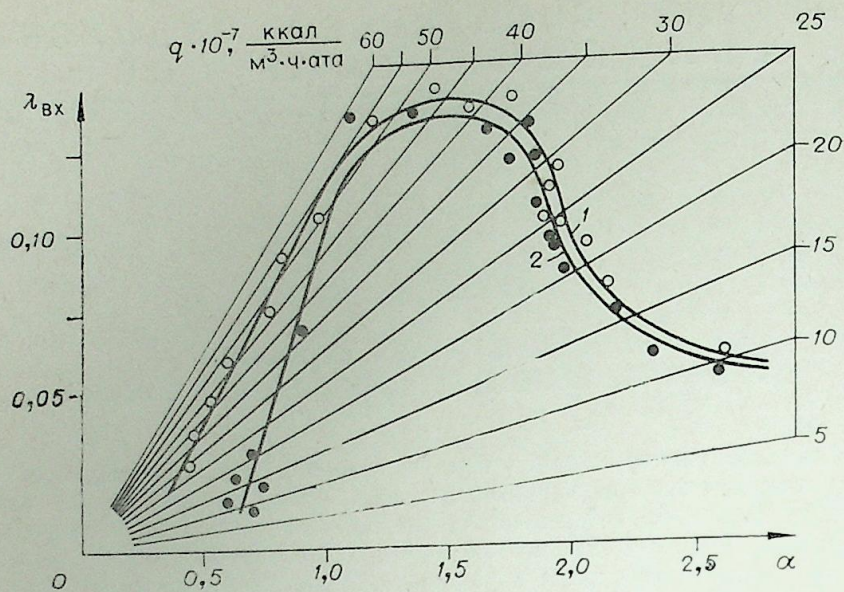


Рис. 1. Срывная характеристика вихревой камеры сгорания.
1 — бензин; 2 — дизельное топливо.

Из уравнения (1), учитывая (2) и (3), получим радиус равновесной орбиты частицы

$$r = \frac{4}{3} \frac{d}{\eta} \frac{\rho_T}{\rho} \left(\frac{V_t}{V_r} \right)^2, \quad (4)$$

где V_t , V_r — тангенциальная и радиальная составляющие полного вектора скорости, Γ — циркуляция вектора скорости по замкнутому контуру, Q — объемный расход жидкости через камеру сгорания, r , h — текущие радиус и высота камеры сгорания, d — диаметр частицы топлива, ρ_T — плотность частицы топлива, ρ — плотность окислителя, η — коэффициент сопротивления.

Учитывая, что коэффициент сопротивления частицы является функцией числа Рейнольдса $\eta = f(Re)$, получим распределение капель горючего по радиусу вихревой камеры в пределах зоны квазипотенциального вращения и минимальный размер частиц, удерживаемых камерой.

Одним из существенных недостатков вихревых камер сгорания с плоскими торцевыми стенками (т. е. непрофилированных камер) является так называемый торцевой эффект, обусловленный радиальным градиентом давления и силами вязкого трения у торцевой поверхности. Торцевой эффект характерен тем, что у поверхности стенки радиальные скорости становятся соизмеримыми с тангенциальными. Вдоль торцевых стенок образуются мощные торцевые токи, которые существенно меняют картину течения не только в этой зоне, но и во всем объеме камеры сгорания. Через приторцевые зоны происходит вынос несгоревших частиц топлива.

Чтобы ограничить влияние торцевых перетечек и удержать каплю топлива на соответствующей ей орбите за счет аэродинамических сил, целесообразно торцевые стенки камеры сгорания профилировать.

Для камеры сгорания, рабочий процесс которой характеризуется произвольным распределением температуры по радиусу, закон профилирования торцевых стенок при выполнении условия $V_r = \text{const}$, что соответствует минимальным значениям гидродинамических потерь, может быть получен из следующих соображений. Для потенциального течения

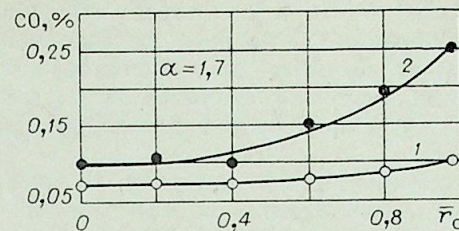


Рис. 2. Изменение концентрации СО в продуктах сгорания по радиусу выходного сопла.

1 — бензин АИ-93; 2 — дизельное топливо.

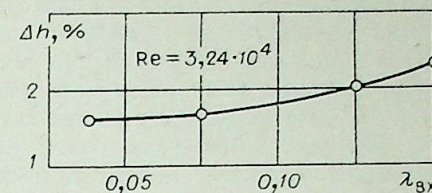


Рис. 3. Изменение потерь полного давления в зависимости от коэффициента скорости на входе в камеру.

типа вихревого стока уравнения сплошности и равновесия могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{dp}{\rho} + \frac{dV_r}{V_r} + \frac{dS_r}{S_r} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{dP}{dr} = \frac{\rho V_t^2}{r}. \quad (6)$$

С учетом равенств $\frac{dS_r}{S_r} = \frac{dh}{h} + \frac{dr}{r}$ и $\frac{dp}{dP} = \frac{1}{kRT}$, где S_r — площадь камеры сгорания, k — показатель адиабаты, R — газовая постоянная, P — давление в камере сгорания, и при условии $dV_r = 0$ система уравнений (5) и (6) сводится к дифференциальному уравнению вида

$$\frac{dh}{dr} + \frac{h}{r} [M_t^2(r) + 1] = 0, \quad (7)$$

где $M_t^2(r) = \frac{V_t^2}{kRT}$ — число Маха для тангенциальной компоненты полного вектора скорости.

Интегрируя уравнение (7), получим

$$h = h_0 \frac{r_0}{r} \exp \left[\int_{r_c}^{r_0} M_t^2(r) \frac{dr}{r} \right]. \quad (8)$$

Уравнение (8) позволяет получить зависимость $h = h(r)$ при любом распределении температур по радиусу камеры сгорания в диапазоне значений $r_0 \geq r \geq r_c$.

При гиперболическом законе распределения температур по радиусу камеры сгорания и $M_t(r) = 1$ получим

$$h = h_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2. \quad (9)$$

Авторы экспериментально исследовали диапазон устойчивых режимов работы вихревой камеры сгорания с профилированными торцевыми стенками по коэффициенту избытка воздуха α и коэффициенту скорости на входе в камеру $\lambda_{вх}$ на различных сортах жидких углеводородных топлив (рис. 1). Камера сгорания устойчиво работает при $\alpha > 2$ на различных сортах бензина и дизельном топливе, что позволяет сдвинуть рабочие характеристики камеры в зону бедных смесей и тем самым решить проблему снижения окислов азота NO_x в продуктах сгорания.

Распределение окиси углерода в продуктах сгорания при сжигании бензина и дизельного топлива приведено на рис. 2. Концентрация СО в продуктах сгорания по всей площади выходного сопла при сжигании

бензина АИ-93 не превышает по объему 0,1%, в приосевой зоне снижается до 0,7%. Такой градиент концентрации СО по радиусу выходного сопла определяется наличием поля центробежных сил. Концентрация СО в продуктах сгорания при сжигании дизельного топлива выше, чем при сжигании бензина, и находится в пределах от 0,1% в приосевой зоне до 0,25% на периферии выходного сопла.

На рис. 3 показана зависимость потерь полного давления от коэффициента скорости потока в щелях направляющего аппарата при $Re = 3,24 \cdot 10^4$. Потери полного давления в широком диапазоне рабочих нагрузок не превышают 2%.

Куйбышевский государственный
университет

Поступила в редакцию
18/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Кислых В. И. Вихревая камера для проведения процессов теплообмена. Авт. свидет. № 216618.— Бюл. изобр., 1968, № 15.
2. Жирнов А. А., Горелов Г. И. Вихревая камера сгорания. Авт. свидет. № 589452.— Бюл. изобр., 1978, № 3.
3. Гольдштейн М. А., Сорокин В. Н. О движении частицы в вихревой камере.— ПМТФ, 1968, № 6.

УДК 553.601.1

Е. БЕКТУРГАНОВ, К. Е. ДЖАУГАШТИН, З. Б. САКИПОВ,
А. Л. ЯРИП

СТРУЙНОЕ ОБТЕКАНИЕ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТИ

В настоящее время подробно изучены закономерности распространения полуограниченных струй, распространяющихся вдоль неподвижных поверхностей [1—3]. Для ламинарных струй-источников получено аналитическое решение динамической и тепловой задач (с различными граничными условиями); численно решена задача о полуограниченной струе, вытекающей из сопел конечного размера [4]. Выполнены подробные экспериментальные исследования и развиты приближенные методы расчета аэродинамики турбулентных полуограниченных струй [5].

Для ряда технических приложений, в частности металлургии, химической технологии и др., представляют интерес струйные течения, развивающиеся вблизи движущейся поверхности. Такие течения относятся к малоизученному классу задач теории пограничного слоя и обладают рядом специфических особенностей [6, 7]. Данные о структуре струйных течений вблизи движущихся поверхностей практически отсутствуют.

Ниже приведены результаты расчетно-теоретического и экспериментального исследования затопленных ламинарных и турбулентных струй, распространяющихся вдоль движущихся поверхностей. Расчет ламинарных струй выполнен двумя способами: приближенным методом локальной автомодельности и точным — путем численного решения исходных уравнений. Турбулентные струи исследовались экспериментально на специально созданной опытной установке.

1. Для выяснения качественных особенностей течения рассмотрим развитие полуограниченной струи-источника. При течении вязкой несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами уравнения ламинарного пограничного слоя и соответствующие граничные условия имеют вид

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (1.1)$$

$$u = u_w, \quad v = 0 \quad \text{при } y = 0; \quad u \rightarrow 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty,$$

где u_w — скорость движения обтекаемой поверхности. Приведенное уравнение дополним соотношением

$$\frac{dk}{dx} = \frac{\rho \mu u_w^2}{2}, \quad k = k_0 \quad \text{при } x = 0; \quad k = \int_0^y \rho u^2 \left(\int_0^y \rho u dy \right) dy, \quad (1.2)$$

которое следует из уравнений (1.1) и граничных условий. Интегрируя (1.2), получим

$$k = k_0 (1 + \chi), \quad \chi = \frac{\rho \mu u_w^2 x}{2k_0}. \quad (1.3)$$

филя, стремящемуся при $\chi \rightarrow \infty$ к профилю пограничного слоя на движущейся стенке (рис. 2).

При распространении струи вдоль пластины, движущейся в направлении, противоположном начальному импульсу, наблюдается монотонное уменьшение напряжения трения на пластине (см. рис. 1). При этом область стационарных решений ограничена значениями $\chi < 0,5$. Следовательно, в данном сечении решение существует при значениях скорости движения поверхности, не превышающих некоторой предельной величины.

Последнее имеет место и при движении пластины ($u_w < 0$) в неограниченной среде [6, 7]. Отличительной особенностью струйного движения является то, что, хотя зависимость $F''(0)$ от $F'(0)$ аналогична соответствующей зависимости для пограничного слоя, решения для полуограниченной струи не являются двузначными, так как верхняя (а) и нижняя (б) ветви кривой (см. рис. 1) соответствуют различным сечениям. При этом на близких расстояниях от устья профили скорости имеют вид кривой 4 на рис. 2. С удалением от сопла на кривой распределения скорости появляется перегиб и во внутренней области (см. рис. 2, 5).

2. При истечении струи из сопла конечного размера с равномерным начальным распределением скорости и температуры уравнения движения и энергии имеют вид:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

$$u = \frac{\partial \Delta T}{\partial x} + v \frac{\partial \Delta T}{\partial y} = \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial y^2},$$

$$x = 0 \begin{cases} u = u_w, & \Delta T = 1 \text{ при } y = 0 \\ u = 1, & \Delta T = 1 \text{ при } 0 < y < 1 \\ u = 0, & \Delta T = 0 \text{ при } 1 \leq y < \infty \end{cases}$$

$$x > 0 \begin{cases} u = u_w, & \frac{\partial \Delta T}{\partial y} = 0 \text{ при } y = 0 \\ u = 0, & \Delta T = 0 \text{ при } y = \infty. \end{cases}$$

(Здесь все величины записаны в безразмерном виде $\bar{u} = \frac{u}{u_0}$, $\bar{v} = \frac{v}{u_0} \text{Re}$

$\bar{x} = \frac{x}{d \text{Re}}$, $\bar{y} = \frac{y}{d}$, $\bar{\Delta T} = \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty}$, где u_0 — скорость истечения из сопла шириной d , T_∞ и T_0 — температура соответственно окружающей среды и вытекающей из сопла жидкости. Черта над безразмерными величинами в (2.1) и далее опущена.) Граничные условия по температуре соответствуют распространению струи вдоль теплоизолированной стенки.

Для численного решения системы уравнений введем переменные

$$\xi = x, \quad \eta = \int_0^y u \Delta T dy, \quad (2.2)$$

которые обеспечивают выполнение условия сохранения избыточного теплосодержания и преобразуют бесконечную область интегрирования в полосу конечной ширины*. Отметим, что преобразование (2.2) может быть использовано только при $u_w > 0$, поскольку при $u_w < 0$ значение η обращается в нуль при некоторой величине y .

* Приведенное преобразование аналогично использованному в работах [4, 11] при решении динамической задачи.

В переменных ξ и η уравнения (2.1) и граничные условия преобразуются к виду:

$$\frac{du}{p\xi} = \Delta T^2 \frac{\partial}{\partial \eta} \left[u \frac{\partial u}{\partial \eta} \right] + \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) u \Delta T \frac{\partial u}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \Delta T}{\partial \eta},$$

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial \xi} = \frac{\Delta T^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[u \frac{\partial \Delta T}{\partial \eta} \right], \quad v = -u \int_0^\eta \frac{1}{u^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\Delta T U \frac{\partial u}{\partial \eta} \right], \quad (2.3)$$

$$\xi = 0 \begin{cases} u = u_w, & \Delta T = 1 \text{ при } \eta = 0 \\ u = 1, & \Delta T = 1 \text{ при } 0 < \eta < 1/2, \\ u = 0, & \Delta T = 0 \text{ при } \eta = 1/2 \end{cases}$$

$$\xi > 0 \begin{cases} u = u_w, & \frac{\partial \Delta T}{\partial \eta} = -0 \text{ при } \eta = 0 \\ u = 0, & \Delta T = 0 \text{ при } \eta = 1/2. \end{cases}$$

Переход в физическую плоскость осуществляется путем замены

$$x = \xi, \quad y = \int_0^\eta \frac{1}{u \Delta T} d\eta. \quad (2.4)$$

Система уравнений (2.3) была решена методом, использованным в работе [4].

Результаты расчета для трех значений u_w приведены на рис. 3. Они показывают, что развитие струйного течения существенно зависит от величины скорости движения пластины. Если последняя мала ($u_w \ll 1$), то вблизи сопла формируется профиль, типичный для полуограниченной струи (с отличным от нуля значением скорости на стенке). С развитием струи в некотором сечении устанавливается распределение скорости с нулевым значением трения на стенке. При этом максимальное значение скорости становится равным скорости движения пластины. При скорости $u_w > 1$ во внутренней области струи формируется пристенный, а во внешней свободный пограничный слой.

Вдали от сопла при любом значении u_w устанавливается предельный режим течения, соответствующий пограничному слою, возникшему на плоской пластине и движущемуся в покоящейся среде.

Сравнение результатов точного (численного) решения и решения, полученного методом локальной автомодельности для $u_w = 0,5$, показано на рис. 3, а и 4. Предварительно из условия равенства максимальных значений скорости было определено полюсное расстояние. Зависимость его для $u_w = 0,5$ от продольной координаты оказалась линейной (см. рис. 4). Из графиков видно, что расчетные значения положения точки максимума скорости и распределения скорости в поперечном сечении струи (для $\chi = 1/2$) удовлетворительно согласуются между собой.

Сопоставление результатов расчета на рис. 3, а было выполнено следующим образом. Соотношения (1.3) и (1.13) в безразмерных переменных запишутся в виде

$$\chi = u_w^2 x, \quad u_m \sqrt{\frac{1+\chi}{8\alpha x}}, \quad \delta = 2 \sqrt[4]{\frac{8\alpha x^3}{1+\chi}}, \quad (2.5)$$

поскольку при принятых начальных условиях (2.3) $K_0 = 0,5$. Исключая из двух последних соотношений 8α и учитывая, что $u_m = \frac{u_w}{F'(0)}$, получим

$$\delta = 2 \sqrt{\frac{F'(0) \cdot x}{u_w}}. \quad (2.6)$$

Задавая значения $u_w = 0,5$ и $\chi = \frac{1}{2}$ из соотношении (2.5) найдем значение $x = 2$. Отсюда следует, что с учетом полюсного расстояния $x_0 \approx 0,75$ (см. рис. 4) для сравнения с квазипавтомодельным решением из точного численного решения следует выбрать сечение, соответствующее значению $\xi = x - x_0 \approx 1,25$. Определяя δ из (2.6), при $x = 2$ найдем связь координат $y = 4\varphi$ (1.4). С учетом этого соотношения точное решение уравнения (1.14) при $\chi = \frac{1}{2}$ имеет вид $F' = \text{ch}^{-2} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{y}{4}$.

3. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования аэродинамики турбулентных струй, распространяющихся вдоль движущейся стенки, показана на рис. 5. Установка состояла из закрепленной на специальной раме транспортной ленты 1, механизмов, обеспечивающих ее непрерывное движение 2, устройств, необходимых для поддержания постоянного натяжения ленты 3 и регулирования ее скорости 4. Над лентой крепилось щелевое сопло 5 (5×100 мм), через которое подавался воздух со скоростью 50 м/с. Отсутствие воздушных зазоров между плитой и лентой при движении последней достигалось специальными мерами: вдоль поверхности плиты (длина 1020 мм) наносились три параллельные канавки шириной 3 и глубиной 10 мм. Между собой они сообщались четырьмя поперечными сверлениями, диаметром 10 мм, каждое из которых, в свою очередь, сообщалось с наружной стороной плиты. При работе установки через эти отверстия объем канавок подсоединялся к всасывающему устройству, чтобы обеспечить надежное прилегание ленты к рабочей поверхности.

Для получения равномерно заполненного профиля скорости вблизи среза сопла как при неподвижной, так и при движущейся ленте зазор между нижней кромкой сопла и лентой не превышал 0,05 мм.

Для измерения распределения в поле течения использовалась трубка полного напора с прямоугольной формой приемного отверстия. Размеры приемной щели $1 \times 0,1$ мм², толщина стенки около 0,07 мм. Погрешность измерения скорости не превышала 7%.

На рис. 6 для двух одинаковых, но противоположных по знаку значений скоростей движения пластины приведены данные о распределении скорости в поперечных сечениях струйного пограничного слоя. Там же нанесена линия максимальной скорости и условная граница струи. В верхней части рисунка показаны профили, соответствующие движению на значительном удалении от сопла. Приведенные данные иллюстрируют сложный характер перестройки струйных профилей с выраженным экстремумом в некоторой точке профиля, типичные для пограничного слоя на движущейся пластине. При различных режимных параметрах измерения показывают, что интенсивность перестройки поля течения определяется значением относительной скорости движения пластины u_w . С ростом u_w длина этой зоны сокращается, изменение направления движения приводит к заметному увеличению протяженности переходной зоны.

Влияние скорости движения пластины на затухание максимальной скорости и изме-

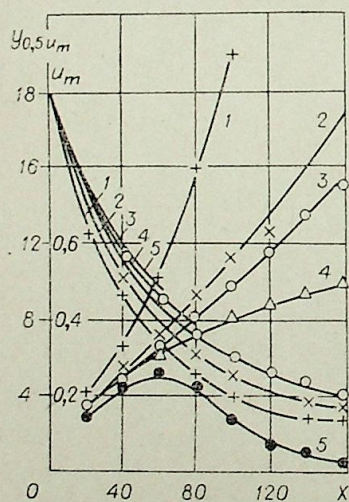


Рис. 7. Изменение максимальной скорости и условной границы струи.
 $u_w = -0,570$ (1); $-0,285$ (2); 0 (3); $0,285$ (4); $0,570$ (5).

нение условной ширины струи вдоль пластины иллюстрирует рис. 7. Видно, что при спутном движении пластины увеличение u_w приводит к уменьшению интенсивности затухания скорости и сужению зоны смещения. При встречном движении ($u_w < 0$) толщина струи возрастает, а темп изменения u_m вдоль струи соответственно уменьшается.

В заключение отметим, что полученные данные по турбулентному течению с качественной стороны согласуются с результатами, относящимися к ламинарному обтеканию движущейся поверхности при движении пластины в направлении начального импульса струи. При $u_w < 0$ картина течения при ламинарном и турбулентном режимах течения оказывается качественно различной.

Ленинградское
высшее военно-морское училище
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
28/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Вулкс Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.
2. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
3. Гиневский А. С. Теория струй и следов. М., Машиностроение, 1960.
4. Джаугаштин К. Е., Ярин А. Л. ИФЖ, 1977, № 4, XXXII.
5. Сакипов З. Б. Теория и методы расчета полуограниченных струйных течений и настенных факелов. Алма-Ата, 1978.
6. Cosal P. J. Mech, 1973, 11, 3 (Рус. пер. в сб.: «Механика», 1974, 4 (146)).
7. Черный Г. Г. Избранные проблемы прикладной механики.— В кн.: Сб. статей, посвященный 60-летию В. И. Челомея. М., Наука, 1974.
8. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., ИЛ, 1962.
9. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М., Наука, 1970.
10. Бектурганов Е., Джаугаштин К. Е., Сакипов З. Б. Вестник АН КазССР, Алма-Ата, 1973, № 9 (341).
11. Белоглазов Б. Н. ДАН СССР, 1971, 198, № 3.
12. Бектурганов Е., Мурахвер Н. П., Сакипов З. Б. Вестник АН КазССР, Алма-Ата, 1977, № 5.

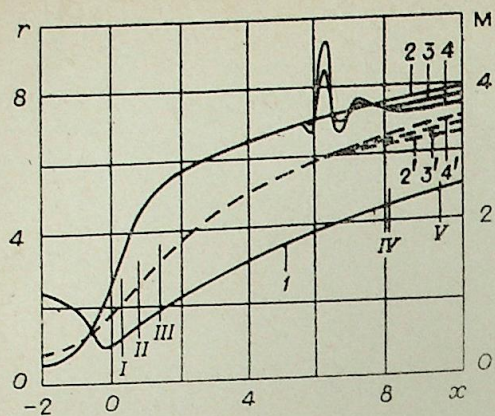


Рис. 2.

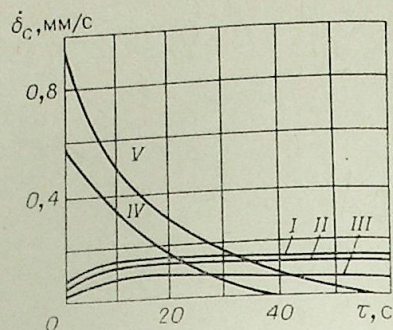


Рис. 3.

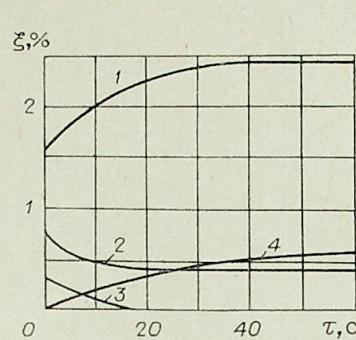


Рис. 4.

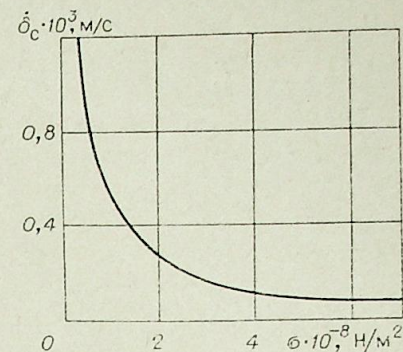


Рис. 5.

шения по оси x), получим выражение для доли количества движения частицы, потерянного потоком при взаимодействии со стенкой:

$$K_1 \approx \pi \operatorname{tg} \alpha. \quad (11)$$

С использованием полученной зависимости для скорости механического уноса (10) построен следующий алгоритм решения поставленной задачи.

Комплексный расчет двухфазного полидисперсного потока и турбулентного погранслоя в сопле производится в квазистационарном приближении. Текущее время разбивается на промежутки, в которых характеристики потока, внешнего по отношению к погранслою, считаются постоянными. В каждом из этих промежутков времени сначала рассчитывается течение в двухфазном ядре потока в сопле. Параметры этого течения на стенке канала используются в качестве граничных условий на внешней границе погранслоя. Развитие турбулентного погранслоя рассчитывается по методике [2].

Исходный контур канала исправляется на величину толщины вытеснения, и снова производится расчет течения в двухфазном ядре. При этом определяются параметры конденсированных частиц различных размеров в момент выноса их на стенку (u_0 , v_0 , ρ_p), углы между траекториями частиц и контуром канала в сечении выпадения, а также корректируются условия на внешней границе погранслоя. Величина химического уноса за данный промежуток времени определяется по методике [2], а механический унос рассчитывается по формуле (10). Контур канала изменяется в каждом сечении на величину суммарного уноса, и расчет производится на следующем промежутке времени.

Алгоритм расчета взаимодействия турбулентного пограничного слоя и двухфазного полидисперсного неравновесного основного потока с учетом изменения контура канала за счет химической и механической эрозии реализован на ЭВМ БЭСМ-6.

На рис. 2 приведен безразмерный профиль осесимметричного канала (кривая 1), для которого проведен расчет. Параметры потока на входе в канал заданы: плотность газа $\rho_0 = 3,5 \text{ кг/м}^3$, температура $T_0 = 3600 \text{ К}$, равновесный коэффициент адиабаты $k = 1,13$, массовая доля частиц $z = 0,37$, размеры частиц распределены по нормально логарифмическому закону со среднемассовым размером $d_{13} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

На рис. 2 представлены также распределения числа Маха M вдоль стенки в разные моменты времени $\tau = 0, 10, 50 \text{ с}$ (кривые 2, 3, 4) и на оси (2', 3', 4'). По мере искажения контура канала в получающихся за счет неравномерного уноса областях излома образующей наблюдаются

колебания M , вызванные волнами разрежения и скачками уплотнения.

На рис. 3 представлены зависимости скорости уноса стенки в сечениях I-V (см. рис. 2). В сечениях I-III реализуется только химическая эрозия, так как за счет отставания частиц от газа у стенки канала образуется зона чистого газа и частицы на стенку не выпадают. Величина химической эрозии по длине канала постепенно уменьшается [2, 3]. В сечениях IV и V начинается выпадение частиц на контур и реализуется механическая эрозия стенки. В этой области величина уноса за счет химической эрозии незначительна. Скорость механического уноса может достигать больших значений, а затем, по мере искажения контура и уменьшения угла подхода частиц к стенке, резко уменьшается.

На рис. 4 изображены зависимости потерь импульса потока из-за рассеивания (1), трения (2), выпадения частиц конденсата (3) и искажения контура сопла в результате уноса материалов стенки (4). Снижение потерь на трение обусловлено нестационарным прогревом стенки. В связи с увеличением угла раствора, в результате уноса концевой участка контура, потери на выпадение уменьшаются, а на рассеивание увеличиваются.

На рис. 5 представлена расчетная зависимость скорости механического уноса материала стенки от его предела прочности в сечении V. Видно, что с ростом σ скорость механического уноса существенно уменьшается.

Предложенная комплексная модель может служить хорошим инструментом для исследования широкого класса реальных течений в осесимметричных каналах со сложными граничными условиями.

Новосибирский государственный университет им. Ленинского комсомола

Поступила в редакцию 28/VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Рычков А. Д. Расчет двухфазных течений в осесимметричных соплах Лавала с учетом процессов коагуляции и дробления частиц конденсата методом Лагранжа.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды, 1979, 10, № 3.
2. Зауличный Е. Г. Трение, теплообмен и унос материала в турбулентном пограничном слое сжимаемого высокосоплового газа в условиях существенной непотермичности, вдува, отрицательного градиента давления.— В кн.: Тепло- и массоперенос, т. 1, ч. 1. Минск, ИТМО АНБССР, 1972.
3. Глазунов А. А., Зауличный Е. Г., Иванов В. Я., Рычков А. Д. Взаимодействие пограничного слоя на выгораемой поверхности с неравновесным двухфазным потоком в осесимметричном сопле Лавала.— ПМТФ, 1977, № 3.
4. Витман Ф. Ф., Златин Н. А. О процессе соударения деформируемых тел и его моделирование.— ЖТФ, 1963, XXXIII, вып. 8, с. 982—989.
5. Майзи Д. Д. Исследование проникновения длинного стержня при высокоскоростном соударении.— РТК, 1977, 15, № 42, с. 40—43.
6. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., Наука, 1970.

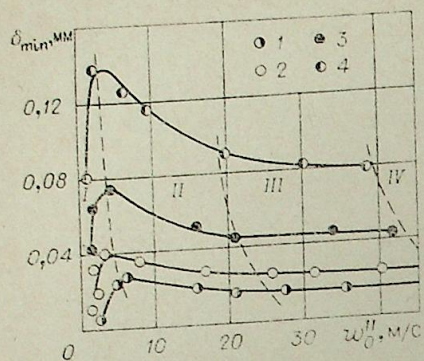


Рис. 2. Минимальная толщина жидкостной пленки при течении водовоздушного потока в щелевых каналах.
 $\Delta = 0,25$ (1); 0,5 (2); 1,0 (3); 2,0 мм (4).

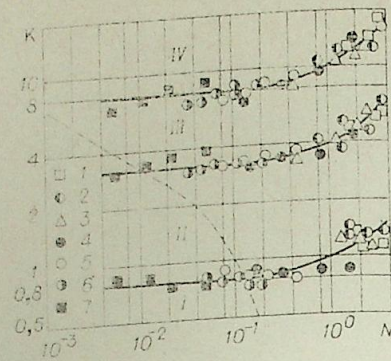


Рис. 3. Режимы течения водовоздушного потока в щелевых каналах.
 $\Delta = 0,2$ (1); 0,25 (2); 0,35 (3); 0,5 (4); 1,0 (5); 2,0 (6); 4,2 мм (7).

Кроме расходных характеристик фаз в проведенных экспериментах существенное влияние на режимы течения оказывал зазор. Так, для каналов при $\Delta < 1$ мм имели место пробковый и вспененный режимы течения, однако опускного течения жидкости не наблюдалось, в отличие от каналов при $\Delta > 1$ мм, для которых в этих режимах характерно опускное течение жидкости в углах каналов. Уменьшение зазора при постоянной w_0 вызывает смещение границы устойчивости режимов течения в сторону возрастания w_0 . Это объясняется, во-первых, снижением доли жидкости, уносимой в ядре потока, и возрастанием относительной толщины пленки δ/Δ , а, во-вторых, уменьшение Δ создает условия взаимодействия пленочного покрытия стенок канала. Например, потеря устойчивости вспененного течения происходит при повышенных w_0 из-за слияния вершин волн и образования жидкостных перемычек между стенками.

На рис. 3, следуя [1], приведено обобщение опытных данных по режимам течения водовоздушного потока в щелевых каналах. Штрихами указана граница, справа от которой, по данным [1], в каналах имеет место неустойчивое течение пленки на стенках и эмульсионное движение в центре канала. Однако, как показали проведенные исследования, для щелевых каналов справа от этой границы имеет место пробковый, вспененный, дисперсно-кольцевой и дисперсный режимы течения.

При этом установлено, что при

$$K > 3,2 \exp(-1,2N) \quad (1)$$

вся жидкость, подаваемая в канал, увлекалась потоком воздуха, и возвратного течения не наблюдалось при всех режимах течения. В (1) K и N — числа подобия из [1, 8].

В результате обработки экспериментальных данных получены зависимости для расчета устойчивости режимов восходящего течения двухфазных потоков в щелевых каналах (см. рис. 3):

I. Пробковое течение

$$K < 0,8 \exp 0,25N. \quad (2)$$

II. Вспененное течение

$$0,8 \exp 0,25N < K < 3,2 \exp 0,22N. \quad (3)$$

III. Дисперсно-кольцевое течение

$$3,2 \exp 0,22N < K < 7,8 \exp 0,22N. \quad (4)$$

IV. Дисперсное течение

$$K > 7,8 \exp 0,22N. \quad (5)$$

Полученные зависимости с точностью $\pm 25\%$ обобщают опытные данные. Наибольший разброс опытных точек наблюдается возле зависимости (2), описывающей границу между пробковым и вспененным течением.

Экспериментальные точки, полученные при течении в качестве тяжелой фазы водных растворов глицерина и водных растворов олеата натрия, группируются возле граничных кривых (2)–(4). Однако разброс опытных точек возрастает до $\pm 35\%$.

Эксперименты, проведенные при поперечном вводе двухфазных потоков в зазор между двумя коаксиальными цилиндрами, показали, что при течении газожидкостных смесей в криволинейных щелевых каналах при относительной кривизне ($\Delta/r = 4 \cdot 10^{-3} \div 0,125$ и $\Delta \leq 2$ мм) имеют место те же режимы течения, что и в прямолинейных щелевых каналах. Характерный для горизонтальных и слабонаклоненных труб режим раслоенного течения [8] в исследованных каналах не наблюдался. Очевидно, влияние силы тяжести, в связи с малой толщиной пленки на стенках щелевого канала, существенно ниже сил поверхностного натяжения и инерционных. Наблюдаемая в криволинейных каналах по сравнению с прямолинейными несимметрия пленочного течения — уменьшение толщины пленки на поверхности внутреннего цилиндра и утолщение ее на наружном — незначительно влияет на границы режимов, и для определения последних в указанном диапазоне изменения геометрии криволинейных щелевых каналов можно использовать зависимости (1)–(5).

ВЫВОДЫ

1. В щелевых каналах при $d_0 < 4$ мм существенное влияние на режимы течения оказывает гидравлический диаметр канала.
2. Влияние кривизны каналов на режимы течения незначительно.
3. Границы устойчивости режимов течения в щелевых каналах описываются теми же безразмерными параметрами, что и для режимов течения в трубах и каналах относительно большого гидравлического диаметра.

Научно-исследовательский,
 проектно-конструкторский
 и технологический институт
 комплексного электропривода,
 Новосибирск

Поступила в редакцию
 23/VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Сорокин Ю. Л. Об условиях устойчивости некоторых режимов движения газожидкостных смесей в вертикальных трубах. — ПМТФ, 1963, № 6.
2. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М., Мир, 1972.
3. Хьюитт Дж., Холл-Тэйлор Н. Кольцевые двухфазные течения. М., Энергия, 1974.
4. Бейнусов А. Г., Хозе А. Н., Черкас А. Я. К вопросу исследования гидродинамики двухфазных потоков в узких каналах. — Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1978, № 2.
5. Суо М., Гриффис П. Двухфазные течения в капиллярах. — Труды ASME, 1964, № 3, серия D.
6. Хозе А. Н., Бейнусов А. Г., Черкас А. Я. Исследование воздушно-парительного охлаждения испарительных электрических двигателей. — Электротехника, 1977, № 2.
7. Баранцевич В. Л., Косоротов М. А. Сравнительные характеристики литых и испарительных воздушных радиаторов. — ЭП. Преобразовательная техника, 1978, вып. II.
8. Кутателадзе С. С., Стыркович М. А. Гидравлика газожидкостных систем. М.—Л., Энергия, 1976.

УДК 541.182.84.031

К. Б. КАНИ, С. А. ДРУЖИНИН, В. Н. ФЕКЛИСТОВ

О ЗАМЕДЛЕНИИ ВЫТЕКАНИЯ ЖИДКОСТИ
ИЗ ПЕН ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ОБЪЕМЕ

Пены представляют собой концентрированную дисперсию газа в жидкости. Газовые пузырьки неправильной многогранной формы разделены жидкими пленками. На стыке трех пленок образуются утолщения — «каналы», по которым преимущественно и происходит стекание жидкости под действием силы тяжести (синерезис пен). В пенах протекает еще ряд процессов, представляющих значительный интерес: перетекание жидкости из пленок в каналы, диффузионный перенос газа из меньших пузырьков в большие, разрушение пленок и др. Изучение этих процессов «в чистом виде» чрезвычайно затруднено, так как они сопровождаются неизбежным процессом синерезиса пен.

Известно, например [1], что удельное электросопротивление пены $\rho_{п}$ определяется удельным сопротивлением раствора ρ_0 в соответствии с зависимостью

$$\rho_{п} = B\rho_0 K, \quad (1)$$

где K — кратность пены*, а B — коэффициент, зависящий от распределения жидкости между пленками и каналами. Таким образом, имеется принципиальная возможность исследовать процесс перераспределения жидкости между пленками и каналами, изучая поведение структурного коэффициента B во времени. Для этого необходимо сравнивать электросопротивление пены с сопротивлением пенообразующего раствора при неизменной кратности K , которая, однако, вследствие вытекания жидкости непрерывно растет. Чтобы исключить вытекание жидкости из пены, использовали такой методический прием: сосуд, наполненный пеной, вращали вокруг горизонтальной оси. При этом непрерывно изменяется ориентация пенных каналов относительно направления силы тяжести. Скорость вращения ω должна быть такой, чтобы жидкость за пол-оборота не успевала вытекать из пены. С другой стороны, эта скорость должна быть достаточно малой, чтобы центробежное усилие было значительно меньше силы тяжести. При соблюдении этих условий жидкость из пены вытекать не будет, и средняя кратность K будет сохраняться неизменной как угодно долго. Действительно, при вращении пенного объема единственной постоянно действующей силой будет центробежная сила, которая через некоторое время уравнивается возрастающим градиентом капиллярного давления $P_{к}$ [2]:

$$\rho\omega^2 r = \text{grad } P_{к}, \quad (2)$$

где ρ — плотность жидкости, r — расстояние от оси вращения.

* Кратность пены — это отношение объема пены к объему содержащейся в ней жидкости.

Решением этого дифференциального уравнения является функция распределения объемной плотности пены (величина, обратная кратности) по радиусу вращающегося объема в состоянии равновесия:

$$\gamma(r) = \frac{k_1^2}{(\omega^2 r^2 + C^2)^2}, \quad (3)$$

где k_1 — константа, зависящая от свойств раствора и структуры пены, C — постоянная интегрирования, которая находится из условия сохранения жидкости в пенном объеме:

$$\int_0^{r_m} \gamma dr = \gamma_0 r_m, \quad (4)$$

где r_m — максимальный радиус объема, γ_0 — объемная плотность пены в момент заполнения объема. Подстановка (3) в (4) и интегрирование дает зависимость для определения постоянной C :

$$\frac{1}{\omega C^3} \left(\frac{\omega r_m C}{\omega^2 r_m^2 + C^2} + \arctg \frac{\omega r_m}{C} \right) = \gamma_0 r_m. \quad (5)$$

Для примера на рис. 1 приведены кривые $\gamma(r)$ в зависимости от угловой скорости ω , полученные машинным расчетом по формуле (3) со значениями C , рассчитанными по (5). По оси ординат отложены значения объемной плотности, отнесенные к начальной плотности $\gamma_0 = 0,033$ (начальная кратность $K_0 = 30$). При скорости $\omega = 21 \text{ с}^{-1}$ центробежное ускорение на поверхности вращающегося объема ($r_m = 2 \text{ см}$) достигает $0,9g$. Но до скорости $\omega = 7 \text{ с}^{-1}$ (что соответствует ускорению на периферии $0,1g$) максимальное отклонение объемной плотности от γ_0 не превышает 10%.

Таким образом, жидкость из пенного объема, вращающегося вокруг горизонтальной оси с определенной скоростью, не вытекает, а лишь несколько перераспределяется по радиусу объема. Сила тяжести накладывает на кривые распределения объемной плотности лишь незначительные осцилляции. Средняя кратность по объему остается неизменной, и это позволяет, используя зависимость (1), изучать процесс распределения жидкости между пленками и каналами в пене. Однако при измерении электросопротивления вращающегося пенного объема следует об-

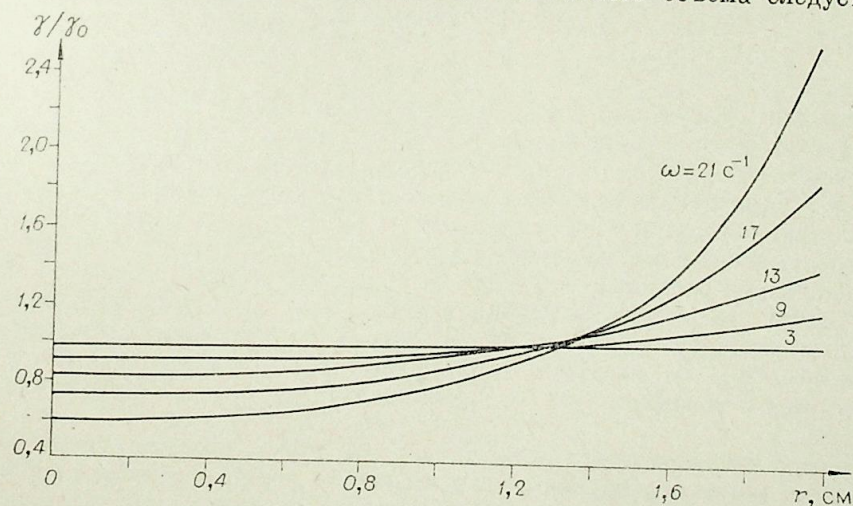


Рис. 1. Зависимость функции распределения объемной плотности пены по радиусу вращающегося объема от скорости вращения.

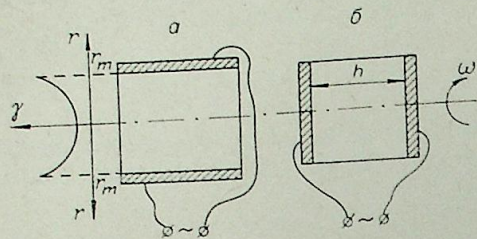


Рис. 2. Схемы вращающихся кондуктометрических ячеек.

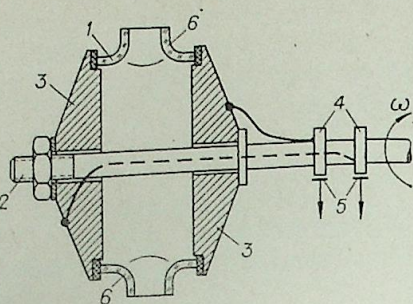


Рис. 3. Конструкция вращающейся кондуктометрической ячейки.

ратить внимание на расположение электродов относительно оси вращения.

На рис. 2 представлены два варианта вращения кондуктометрической ячейки с плоскими электродами и примерный график распределения объемной плотности пены вдоль радиуса. Можно показать, что электросопротивление пены, регистрируемое ячейкой, выполненной по схеме рис. 2, а, зависит от функции распределения $\gamma(r)$ и, следовательно, от скорости вращения. Наоборот, ячейка по схеме рис. 2, б регистрирует сопротивление, независимое от скорости вращения. Действительно, проводимость такой ячейки можно выразить интегралом

$$I = \int_0^{r_m} \frac{2\pi r i}{h} dr, \quad (6)$$

здесь h — расстояние между электродами, $i = i(r)$ — функция распределения удельной электропроводности, связанная с функцией распределения объемной плотности зависимостью

$$i(r) = \beta \gamma(r), \quad (7)$$

где $\beta = \text{const}$. Подставляя (7) в (6), находим, что

$$I = \frac{\beta}{h} \int_0^{r_m} 2\pi r \gamma dr = \frac{\beta}{h} \gamma_0 r_m^2 \quad (8)$$

и не зависит от функции распределения объемной плотности.

Для измерений структурного коэффициента электропроводности В по схеме рис. 2, б была изготовлена кондуктометрическая ячейка (рис. 3). Конструктивно ячейка представляла собой стеклянный цилиндр 1, зажатый изоляционной шпилькой 2 между двумя электродами 3. Электроды соединены электрически с контактными кольцами 4, по которым скользили щеточные контакты 5. Через патрубки 6 ячейка наполнялась пеной, после чего патрубки закрывались пробками. Ячейка включалась в измерительную схему, и сигнал записывался самопишущим потенциометром. С помощью этой ячейки удалось измерить изменение структурного коэффициента электропроводности пены в отсутствие сиперезиса.

Способ существенного замедления (и даже полного исключения) вытекания жидкости из пен путем вращения пенного объема вокруг горизонтальной оси позволяет в течение длительного времени сохранять в пене жидкость. Этот способ применим не только для исследования ряда параметров жидких пен, но может быть использован и при получении

изделий из твердеющих пеноматериалов — пенопластов, пеностекла, пенобетона и т. п.

Известно, что большинство твердых вспененных материалов первоначально получается в виде жидкой пены. Через некоторое время под действием различных факторов (повышенная температура, химическая реакция и т. п.) эта жидкая смесь отвердевает. Чем интенсивнее проводить процесс отвердевания, тем большие механические напряжения возникают в пенных пленках, тем больше их разрушается и тем ниже качество получаемого продукта. С другой стороны, если затянута процесс отвердевания, то в результате вытекания жидкости пена может разрушиться раньше, чем отвердеет. Если сохранить жидкость в пене, вращая ее вокруг горизонтальной оси, то процесс твердения можно существенно замедлить, получив таким образом пенопластовые изделия с необычно высокими механическими, теплофизическими и другими характеристиками.

Способ может быть использован для сохранения пены в керамзитопенобетонной смеси в процессе ее транспортировки от смесительного механизма до разливочного участка. При этом объемный вес изделий может быть снижен с 1400 до 1200 кг/м³.

Способ длительного сохранения жидкости в пене путем вращения пены вокруг горизонтальной оси признаю изобретением и защищен авторским свидетельством [3].

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
8/VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Капи К. В., Дружинин С. А., Феклистов В. Н., Хлыстунова Э. В. Кондуктометрическое измерение распределения жидкости в пене.— Изв. СО АН СССР, 1977, № 13, Сер. техн. наук, вып. 3.
2. Капи К. В. Некоторые закономерности сиперезиса пен. Вытекание.— Коллоид. журн., 1978, т. 40, № 5.
3. Капи К. В., Дружинин С. А., Феклистов В. Н., Киселев Д. П. Способ получения пены.— Авт. свид. № 681016.— Бюл. изобр., 1979, № 31.

И. А. РУБЦОВ, И. М. ОГУРЕЧНИКОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ
В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Широкое практическое применение электрической дуги в турбулентном потоке газа требует всестороннего и глубокого изучения процессов переноса в дуге. Количество работ, посвященных этому вопросу, невелико и существенно меньше исследований, выполненных для условий лампного течения газа [1—4]. Это обстоятельство вызвано сложностью рассматриваемой проблемы и слабой изученностью ее отдельных аспектов. Существенные трудности вызывает учет переноса энергии излучением и взаимодействия излучения с турбулентным переносом энергии. Эти взаимосвязанные процессы могут оказаться определяющими в балансе энергии электрической дуги при больших силах тока.

В данной работе приводятся некоторые результаты исследования характеристик дуги в турбулентном потоке газа (аргона) с учетом излучения и взаимодействия излучения с турбулентным переносом энергии. Рассматривается турбулентное течение газа в цилиндрическом канале при наличии локально термодинамического равновесия, отсутствии магнитного поля, постоянстве напряженности электрического поля по радиусу.

Результирующая система осредненных по времени уравнений, описывающая стационарную осесимметричную дугу в турбулентном потоке газа, имеет следующий вид:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(1 + \frac{\nu_T}{\nu} \right) \frac{\partial u}{\partial r} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (r \rho u) + \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) = 0, \quad (2)$$

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \kappa \left(1 + \frac{\text{Pr}_T}{\text{Pr}_T} \frac{\nu_T}{\nu} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \sigma E^2 - \text{div } \vec{q}_r. \quad (3)$$

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma r dr, \quad (4)$$

$$G = 2\pi \int_0^R \rho u r dr \quad (5)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} x=0 \quad 0 \leq R \quad T = T_0(r), \quad u = u_0(r); \\ x>0 \quad r=0 \quad \partial T / \partial r = 0, \quad \partial u / \partial r = 0, \quad v = 0, \\ r=R \quad T = T_w, \quad u = 0, \quad v = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

u, v — продольная и поперечная составляющие скорости, σ — электропро-

водность, κ — теплопроводность, μ, μ_T — вязкость, турбулентная вязкость, ν — кинематическая вязкость, P — статическое давление, T_w — температура стенки.

При определении радиационной составляющей уравнения энергии (3) учитывался двумерный характер переноса излучения, в связи с чем дивергенция вектора потока излучения \vec{q}_r в цилиндрической системе координат записывалась в виде

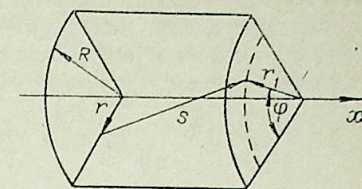


Рис. 1. Цилиндрическая координатная система.

$$\begin{aligned} \text{div } \vec{q}_r = & \int_0^\infty 4\pi k_\nu B_\nu - k_\nu \int_0^\infty k_\nu B_\nu r_1 \int_0^{2\pi} e^{-\tau(s)} d\varphi dr_1 \frac{dx}{s^2} - \\ & - k_\nu \int_0^\infty J_\nu(x) \int_0^{2\pi} e^{-\tau(s_w)} (R - r \cos \varphi) \frac{d\varphi dx}{s_w^3}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь B_ν — функция Планка, J_ν — спектральная интенсивность излучения стенки, $\tau(s)$ — оптическая толщина слоя, $\tau(s) = \int_0^s k_\nu(s_1) ds_1$, длина луча s в соответствии с рис. 1 определялась следующим образом:

$$s = (x^2 + r^2 + r_1^2 - 2rr_1 \cos \varphi)^{1/2}, \quad s_w = s \text{ при } r = R. \quad (8)$$

Спектральный коэффициент поглощения k_ν для линий и непрерывного спектра рассчитывался в соответствии с работой [5] применительно к случаю электрического разряда в аргоне.

При высоких температурах излучение может оказывать существенное влияние на турбулентный перенос энергии [6]. Действительно, в этом случае радиационный теплообмен между турбулентными вихрями может оказаться достаточно существенным, чтобы произошло вызванное таким взаимодействием выравнивание температурных перепадов и снижение пульсаций значений температуры турбулентной среды. С целью приближенного учета влияния излучения на турбулентный перенос энергии в соответствии с [6] ниже вычисляется критерий Прандтля для турбулентного течения. Данные работы [6] получили хорошее согласование с экспериментом, проведенным в турбулентном течении высокотемпературного газа в охлаждаемых трубах [7]. Значение критерия Прандтля для турбулентного течения Pr_T определялось с помощью рекомендованного в [6] соотношения

$$\text{Pr}_T = \frac{\nu_T / \nu}{- \frac{1}{2\beta \text{Pr}} + \sqrt{\left(\frac{1}{2\beta \text{Pr}} \right)^2 + \frac{1}{\text{Pr}_T^2} \frac{\nu_T}{\nu} \left(\frac{\nu_T}{\nu} + \frac{1}{\alpha} \right)}}, \quad (9)$$

в котором $\alpha, \beta, \bar{\text{Pr}}_T$ — эмпирические константы. В этом соотношении в качестве критерия Прандтля использовалось его эффективное значение $\text{Pr}_{\text{эф}}$, определенное с учетом излучения:

$$\text{Pr}_{\text{эф}} = \frac{\nu}{a + a_r} = \frac{\text{Pr}}{1 + a_r/a} = \frac{\text{Pr}}{1 + \gamma}, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma = & \frac{4\pi}{3ac_p} \int_0^\infty \left\{ \frac{1}{k_\nu} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \frac{2(k_\nu l)^2}{1 + 2(k_\nu l)^2} + \frac{3}{A} l^2 \left[\frac{\partial k_\nu B_\nu}{\partial T} - \frac{\partial k_\nu}{\partial T} \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty I_\nu d\nu \right] \times \right. \\ & \left. \times \left[1 - \frac{2(k_\nu l)^2}{1 + 2(k_\nu l)^2} \right] \right\} d\nu. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь A — эмпирическая константа, ν — частота, I_ν — спектральная интенсивность излучения, a — температуропроводность. Расчетное выражение для масштаба турбулентности l , определяемое по опытным данным, записывается следующим образом [6]:

$$\frac{l}{r} = 0,13 - 0,06 \left(\frac{r}{R} \right)^2 = 0,07 \left(\frac{r}{R} \right)^4. \quad (12)$$

Расчитанные таким образом значения R_T используются в дальнейшем при решении уравнения энергии и определении коэффициента турбулентной теплопроводности.

Коэффициенты турбулентного переноса, необходимые для решения системы (1)–(5), находились по данным, рекомендованным в [8, 9]:

$$\mu_T/\mu = 0,154uy[1 - \operatorname{erf}(-0,0154uy)], \quad 0 < \eta < 50, \quad (13)$$

$$\mu_T/\mu = 0,133\eta \left[0,5 + \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad \eta > 50, \quad (14)$$

где

$$\eta = y\sqrt{\tau_w/\rho_w}, \quad y = \frac{R-r}{\nu_w}, \quad \tau_w = \mu_w \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)_w.$$

Начальные распределения температуры и скорости рассчитывались аналогично [10]. Необходимый для этого расчет радиус токопроводящей зоны определяется закономерностями турбулентной струи [11].

Система уравнений (1)–(5) решалась методом конечных разностей на ортогональной сетке с равномерным шагом по продольной координате и неравномерным по поперечной. Использовалась неявная схема аппроксимации. Конечно-разностные уравнения с граничными условиями решались методом прогонки в сочетании с итерационным методом [12].

Согласно описанной модели, методом конечных разностей проводились исследования характеристик дуги в потоке аргона в области $Re = 1,8 \cdot 10^3$, в канале диаметром 1 см, при расходе газа 3 г/с и токе 150 А.

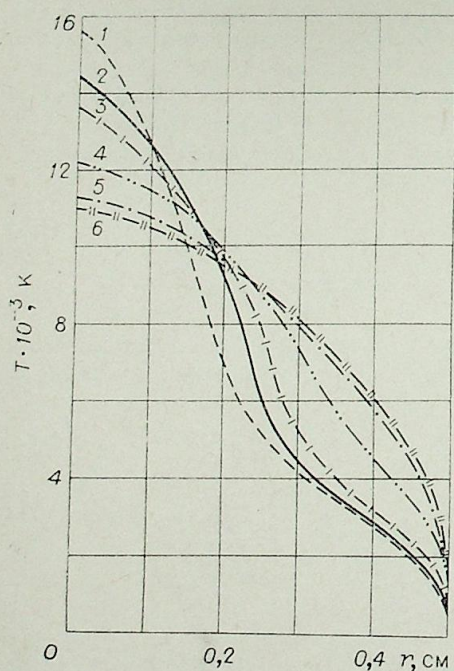


Рис. 3. Влияние излучения на развитие турбулентной теплопроводности по длине канала.
— с учетом взаимодействия излучения и турбулентности; — без учета.

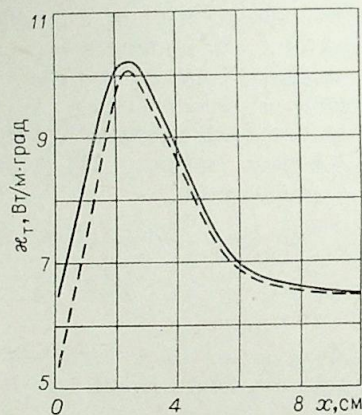


Рис. 2. Радиальные распределения температуры.
 $x = 0,168$ (1) без учета излучения; $0,168$ (2); 1 (3); $2,68$ (4); $4,69$ (5); 10 (6) с учетом излучения.

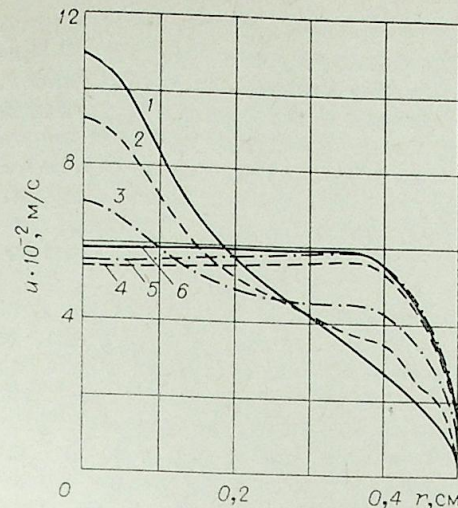


Рис. 4. Радиальные распределения продольной составляющей скорости.
 $x = 1$ (1); $1,68$ (2); $2,68$ (3); $4,69$ (4); $6,7$ (5); $8,7$ (6).

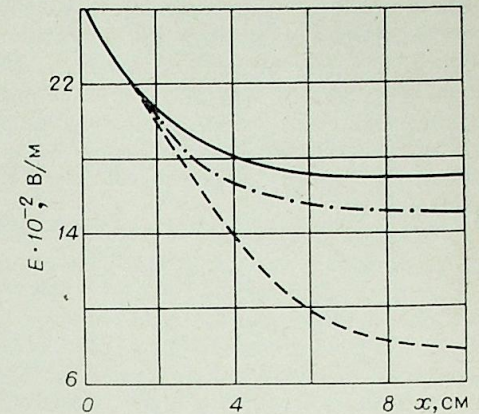


Рис. 5. Распределения напряженности электрического поля по длине канала.
— с учетом излучения; — без учета; — эксперимент [13].

Число Re находилось по среднemasсовой температуре газа и заданному расходу.

Как показали расчеты, в потоке газа под действием теплового излучения происходит перераспределение температуры. На рис. 2 даны радиальные распределения температуры по длине канала с учетом (кривые 2–6) и без учета излучения (кривая 1). Отчетливо видно, что температурный уровень газа под действием излучения снижается в приосевой области и возрастает около стенки, где излучение полностью поглощается. Влияние излучения на температурное распределение существенно уменьшается вниз по течению в канале. Это обусловлено возрастающим фактором газодинамической турбулентности, проявляющемся в смешении высокотемпературной газовой области электрической дуги с окружающим газом и образовании более широкой области газа с пониженным уровнем температур и суммарного излучения.

Значения коэффициента турбулентной теплопроводности, $\alpha_T = \mu_T c_p / R_T$, рассчитанные по длине канала на расстоянии $0,05$ см от оси, приводятся на рис. 3. Расчеты показывают, что величина коэффициента турбулентной теплопроводности уменьшается под влиянием взаимодействия излучения с турбулентным переносом энергии. Последнее связано с затуханием пульсаций температуры среды под действием радиационного теплообмена между турбулентными вихрями и с уменьшением вследствие этого турбулентного переноса энергии. При $T = 12000$ К отмеченное уменьшение составляет $\sim 20\%$. По мере снижения температурного уровня турбулентной среды такое влияние излучения быстро падает. Это приводит к более интенсивному выравниванию температур в приосевой области. Предложенная методика расчета переноса турбулентной энергии может быть уточнена при более строгом подходе к расчету масштаба турбулентности и коэффициентов турбулентной вязкости.

Развитие значений коэффициентов турбулентной теплопроводности по длине канала характеризует уровень и развитие процессов турбулентности в канале. Как видно из рис. 3, уровень турбулентности достигает максимального значения на расстоянии двух с половиной калибров от входа и постепенно снижается вниз по течению. На расстоянии 8 калибров начинается участок гидродинамической стабилизации.

Кинетика уровней турбулентности в потоке определяет характер развития профилей продольной составляющей скорости (рис. 4). С ростом уровня турбулентности повышается турбулентный обмен импульсом, что определяет замедление потока в приосевой и ускорение в пристенной (кривые 1—3) области течения. Происходит сглаживание профиля скорости. На расстоянии двух с половиной калибров от входа, в области с максимальной турбулентностью, формируется наиболее плоский профиль скорости. По мере снижения уровня турбулентности идет обратный процесс. Профили скорости вытягиваются и переходят к стабилизированной форме.

Ввиду отсутствия в литературе экспериментальных данных по распределению температуры и скорости по длине канала в турбулентном потоке, о достоверности предложенной модели можно судить лишь по сопоставлению расчетных величин напряженности электрического поля (рис. 5) с экспериментом [13]. Эксперимент выполнен для условий дуги, горящей в турбулентном потоке газа в канале диаметром 0,6 см при токе 100 А. Величина напряженности электрического поля растет с увеличением диаметра канала. Однако с ростом тока напряженность электрического поля падает [14]. Представленные на рис. 5 результаты дают основание говорить в первом приближении о достаточной достоверности значений напряженности, полученных в результате предложенного расчета.

ВЫВОДЫ

1. Предложена методика численного исследования электрической дуги в турбулентном потоке газа, движущемся в цилиндрическом канале. Методика учитывает двумерный характер переноса излучения, а также влияние излучения на перенос турбулентной энергии в потоке газа.

2. Расчеты коэффициента турбулентной теплопроводности, выполненные для аргоновой дуги по методике, рекомендованной В. М. Иевлевым [6], свидетельствуют о снижении их уровня под действием теплообмена излучением из-за выравнивания температурных пульсаций газа.

3. Удовлетворительное согласие расчетных значений напряженности электрического поля с экспериментальными свидетельствует о надежности предлагаемого метода расчетного анализа.

*Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
1/IX 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. Боуэр, Инкропера. Численные расчеты характеристик турбулентной дуги в канале.— РТК, 1972, т. 10, № 12.
2. Урюков Б. А. Исследования турбулентных электрических дуг.— Изв. СО АН СССР, 1975, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
3. Суонсон, Ройдт. Численные решения уравнения пограничного слоя для дуги, горящей в SF₆.— ТИИЭР, 1971, т. 59, № 4.
4. Белянин Н. М. Турбулентная модель дуги постоянного тока.— В кн.: Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме.— М., Наука, 1974.
5. Рубцов Н. А., Огуречникова Н. М. Радиационный теплообмен в цилиндрическом столбе низкотемпературной плазмы.— В кн.: Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Новосибирск, Наука, 1977.
6. Иевлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М., Наука, 1975.

7. Галин Н. М., Есин В. М. Расчет теплообмена к турбулентному потоку воздуха в круглой трубе с учетом зависимости теплофизических свойств от температуры.— ИВУЗ, Энергетика, 1977, № 4.
8. Reichardt. Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen — Zeitschrift für angewandte mathematik und mechanik, 1951, b. 31, h. 7.
9. Deissler R. G. NASA Report, 1210, 1959.
10. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В., Уколов В. В. Численное исследование течения и теплообмена в пористом канале плазматрона.— Изв. СО АН СССР, 1978, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
11. Белянин Н. М. Модель электрической дуги с продольным обдувом газа.— Изв. СО АН СССР, 1966, № 10. Сер. техн. наук, вып. 3.
12. Самарский А. А. Теория разностных схем. М., Наука, 1977.
13. Курочкин Ю. В., Молодых Э. И., Пустогаров А. В. Взаимодействие турбулентного потока газа с электрической дугой.— ТВТ, 1975, т. 13, № 6.
14. Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне И. И., Сазонов М. И. Напряженность электрического поля дуги в развитом турбулентном потоке воздуха.— Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1979, № 6.

В. П. АНИКЕЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОКАТОДОВ ДУГИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Расчет катодных узлов и рабочего процесса газоразрядных устройств различных классов (плазмотроны, разрядники, лампы и т. д.) требует знания механизмов эмиссии электронов из катода. Несмотря на многочисленные исследования вопроса о механизмах эмиссии, он продолжает оставаться одним из самых сложных в физике газового разряда [4—3]. Так, например, наряду с работами [4—6], свидетельствующими в пользу термоэлектронного механизма эмиссии дуговых термокатодов, имеются работы, в которых обнаружена их аномально высокая эмиссия [7—11]. Следствием этого явилось значительное число теоретических исследований, например [8, 12—15], в некоторой степени объясняющих наблюдаемые аномалии. Причем для этого используются самые различные по физической природе механизмы. В то же время, наряду с обнаружением аномальной эмиссии, ее количественные закономерности, которые могут служить критерием правильности предлагаемых моделей, практически не изучены. В связи с этим в работе поставлена задача экспериментального исследования закономерностей обнаруженной авторами [7] аномально высокой эмиссии термокатода дуги низкого давления.

Исследования характеристик рабочего процесса термокатода дуги в инертных газах (He, Ne, Ar, Xe) проведены в диапазоне давления $p = (1,33 \div 13,3) \cdot 10^3$ Па, тока $I = 100 \div 400$ А на разрядных устройствах со стержневым и плоским катодами и плоским анодом. Диаметр и длина вылета стержневого и толщина плоского катода, закрепляемых в водоохлаждаемых держателях, изменялись соответственно в диапазонах $d_k = (3 \div 10) \cdot 10^{-3}$ м, $l_k = (20 \div 80) \cdot 10^{-3}$ м и $\delta_k = (0,1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ м. Материал электродов — поликристаллический вольфрам, межэлектродное расстояние $25 \cdot 10^{-3}$ м. Эксперименты проводились в вакуумной камере, предварительно откачиваемой до $p = 6,67 \cdot 10^{-2}$ Па.

Температуру поверхности катода измеряли микропирометром ОМН-054, площадь привязки разряда к катоду определяли по ее фотографиям, ток и напряжение дуги регистрировали потенциометром ПДС-021М, тепловые потоки в электроды определяли калориметрированием и рассчитывали по измеренным распределениям температуры по их поверхности. Давление измеряли микроманометром МАД-2500. Отсутствие влияния излучения плазмы в исследуемом диапазоне параметров на показания пирометра было доказано измерением температуры с обеих сторон тонкого плоского катода ($\delta_k = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м) [7, 16].

Погрешность измерения температуры — 3%, плотности тока, в силу значительных размеров и четких границ привязки разряда, не более 20%, тока и напряжения 1%, тепловых потоков не более 10%, давления 0,5%.

При высоких давлениях ($p \geq 1,01 \cdot 10^5$ Па) свободно горящая дуга со стержневым катодом изучена хорошо и представляет собой внешне весьма однородное плазменное образование колоколообразной формы

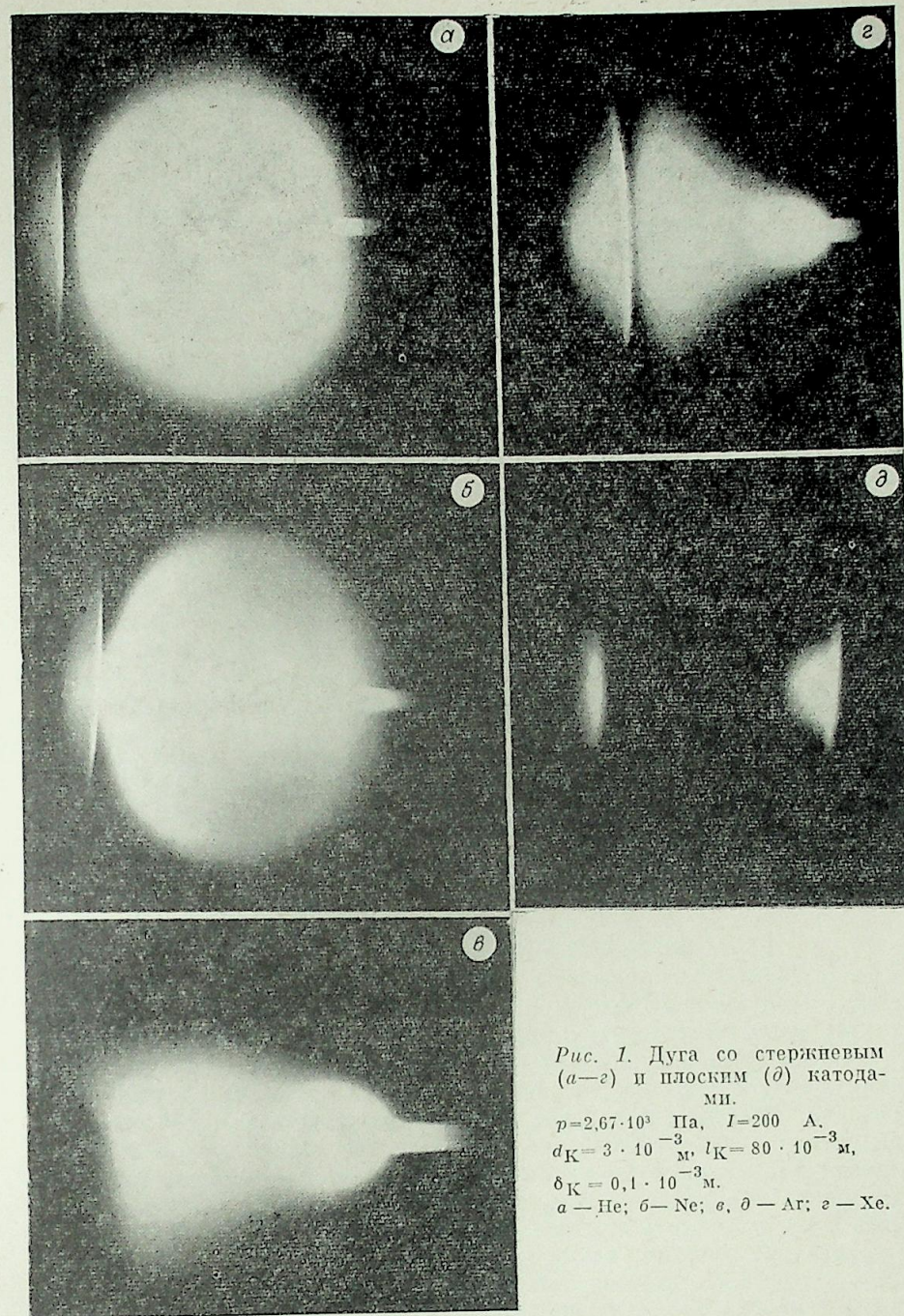


Рис. 1. Дуга со стержневым (а—б) и плоским (в) катодом.

$p = 2,67 \cdot 10^3$ Па, $I = 200$ А,
 $d_k = 3 \cdot 10^{-3}$ м, $l_k = 80 \cdot 10^{-3}$ м,
 $\delta_k = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м.
а — He; б — Ne; в, д — Ar; з — Xe.

(см., например, [17]). С понижением давления характер разряда постепенно изменялся, а именно происходило общее расширение плазмы и образование шаровой катодной зоны, ярко светящейся на фоне столба дуги [7, 16]. При $p < 1,33 \cdot 10^4$ Па размеры зоны и площадь ее привязки к катоду (пятна) особенно сильно возрастали с уменьшением давления (в зависимости от определяющих условий до нескольких см и см² соответственно (рис. 1). На плоском катоде зона имела форму полушара, примыкающего к его поверхности. В газах с более низким потенциалом

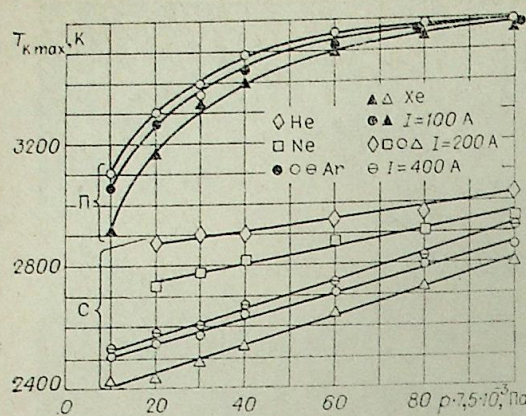


Рис. 2. Зависимость максимальной температуры стержневого (С) и плоского (П) катодов от определяющих параметров.

$$d_K = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}, l_K = 80 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \\ \delta_K = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

ионизации $U_{и}$ зона имела меньшие размеры и более вытянутую вдоль оси дуги форму.

Максимальные значения температуры катода $T_{K \max}$ (в центре пятна) с пониже-

нием давления уменьшаются, а ее распределение по поверхности катода становится более пологим (рис. 2, 3). Использование газов с меньшим $U_{и}$ и снижение тока также ведет к уменьшению $T_{K \max}$. Различие в уровне рабочих температур стержневого и плоского катода объясняется влиянием геометрии на его рабочий процесс, которое будет рассмотрено ниже. В зависимостях $T_K = f(x_K, r'_K)$ (r'_K — расстояние от центра пятна по поверхности плоского катода) отметим достаточно хорошее постоянство температуры в пределах пятна. Это позволяет считать плотность тока постоянной по пятну. Плотность тока на катоде j_K уменьшается с понижением давления, при использовании газов с большим потенциалом ионизации и практически не зависит от тока (рис. 4).

Влияние геометрии катода на характеристики его рабочего процесса исследовалось при изменении диаметра d_K и длины l_K стержневого и толщины δ_K плоского катодов. Основные исследования выполнены в аргоне, а контрольные эксперименты показали, что зависимости, аналогичные приведенным, имеют место и в других инертных газах. Изменение параметров d_K , l_K и δ_K , вызывающее улучшение условий теплоотвода от пятна, т. е. увеличение d_K и δ_K и уменьшение l_K , ведет к значительному росту $T_{K \max}$ и менее выраженному увеличению j_K (рис. 5).

Из зависимостей, приведенных на рис. 6, следует, что при низких давлениях наблюдается существенное отличие в напряжениях дуги, эффективных вольт-эквивалентах энергии, выделяемой на катоде*, и его максимальных температур для катодов различной геометрии и, таким образом, активное влияние условий теплоотвода от пятна на режим работы катода. Реализация разных температурных режимов работы катодов различной геометрии связана с изменением прикатодного падения потенциала U_K , так как эксперименты показывают, что изменение геометрии катода не влияет на напряженность электрического поля, и соответственно на падение напряжения в столбе дуги U_s , и эффективный вольт-эквивалент энергии, выделяющейся на аноде ($U_K = U_B - U_s - U_A$, где U_A — прианодное падение потенциала).

Эрозия катода во всех описываемых режимах работы согласуется с ее значением, определяемым по формуле Ленгмюра для скорости испарения вольфрама при соответствующих температурах [18].

Для сравнения экспериментальных плотностей тока на катоде с плотностями, рассчитанными по уравнениям Ричардсона — Шоттки —

* Под эффективным вольт-эквивалентом энергии, выделяемой на катоде, в нашем случае понимается величина $U_K^* = U_{KL} + U_{KS} - U_{KJ}$, где U_{KL} и U_{KS} — вольт-эквиваленты энергии, отводимой, от катода соответственно теплопроводностью и излучением, а U_{KJ} — вольт-эквивалент энергии, выделяемой в катоде при прохождении по нему разрядного тока (аналогично для U_A^*).

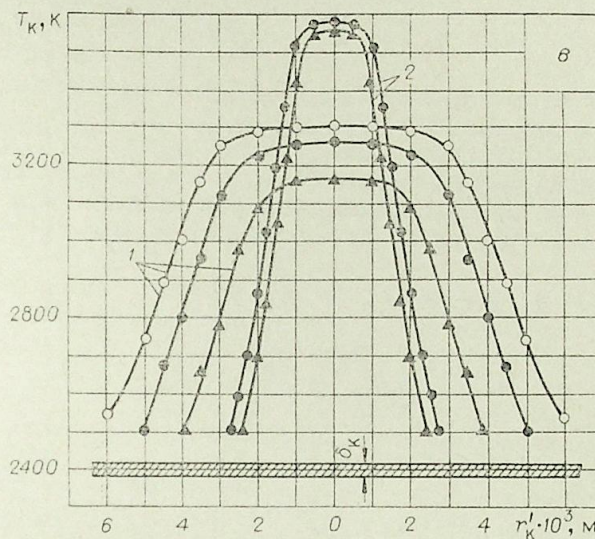
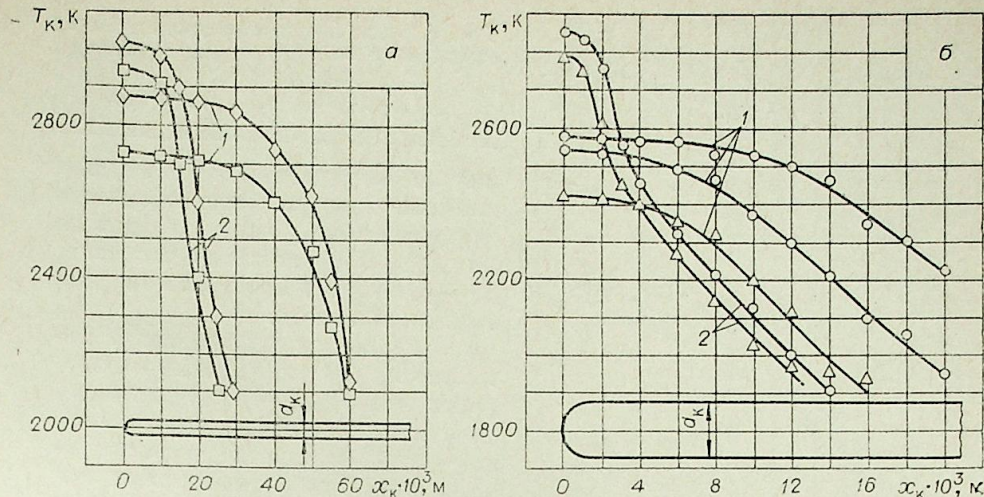


Рис. 3. Распределение температуры по длине стержневого (а, б) и радиусу плоского (в) катодов.

$$d_K = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}, l_K = 80 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \delta_K = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \\ p = 2,67 \cdot 10^3 \text{ (1)}; 1,33 \cdot 10^4 \text{ Па (2)}.$$

Обозначения те же, что на рис. 2.

Маккоуна, необходимо определить область допустимых теоретических значений $j_K = f(T_K)$. Система уравнений для определения этих областей выглядит следующим образом:

$$j_{Ke} = A_K T_K^2 \exp \left(- \frac{11609 \varphi_K - 0,44 \sqrt{E_K^*}}{T_K} \right), \\ E_K^* = 7,57 \cdot 10^5 \sqrt{U_K} (j_{Ki} \sqrt{1,845 \cdot 10^3 M_i} - j_{Ke}), \\ j_K = j_{Ke} + j_{Ki}, \\ E_K^* = \beta_K E_K, \quad (1)$$

где j_{Ke} и j_{Ki} — плотности соответственно электронного и ионного тока на катоде ($A \cdot m^{-2}$); A_K — константа Ричардсона ($A \cdot m^{-2} \cdot K^{-2}$); φ_K — потенциал выхода материала катода (В); E_K^* и E_K — соответственно эффектив-

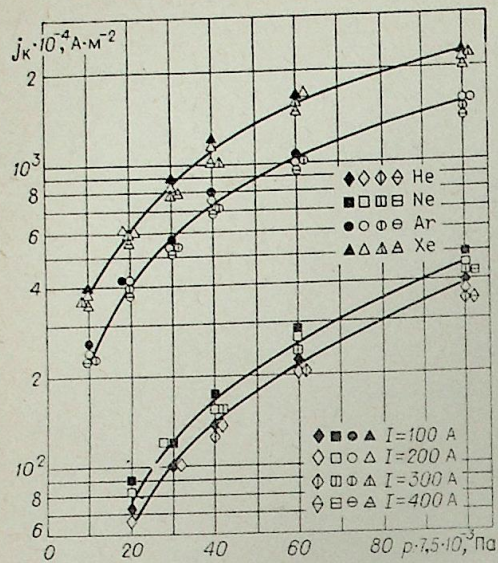


Рис. 4. Зависимость плотности тока на стержневом катоде от определяющих параметров.
 $d_K = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $l_K = 80 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

ная и определяемая объемным ионным зарядом напряженности электрического поля у катода ($\text{В} \cdot \text{м}^{-1}$); M_i — атомный вес иона; β_K — фактор шероховатости поверхности катода.

Анализ данных уравнений показывает, что минимальные плотности тока $j_{K \text{ min}} = f(T_K)$ для определенного материала катода ($A_K, \Phi_K = \text{const}$) и газа ($M_i = \text{const}$) реализуются при минимальных величинах прикатодного падения $U_{K \text{ min}}$ доли ионного тока f_i ($f_i = j_{K i} / j_K$) и фактора шероховатости

катода β_K . Максимальные плотности тока $j_{K \text{ max}} = f(T_K)$ реализуются при максимальных значениях этих величин ($U_{K \text{ max}}, f_{i \text{ max}}, \beta_{K \text{ max}}$).

Определим приемлемые граничные значения U_K, f_i, β_K . Подробный анализ общих уравнений энергетического баланса на поверхности катода и в зоне ионизации [19, 20], выполненный с учетом специфики работы катода в исследуемом разряде, дает приближенные выражения для прикатодного падения:

$$U_K = \Phi_K + U_{KL} + U_{KS} + U_Z \quad (2)$$

и доли ионного тока

$$f_i = \frac{\Phi_K + U_{KL} + U_{KS}}{d_i U_K + U_{i1}} \quad (3)$$

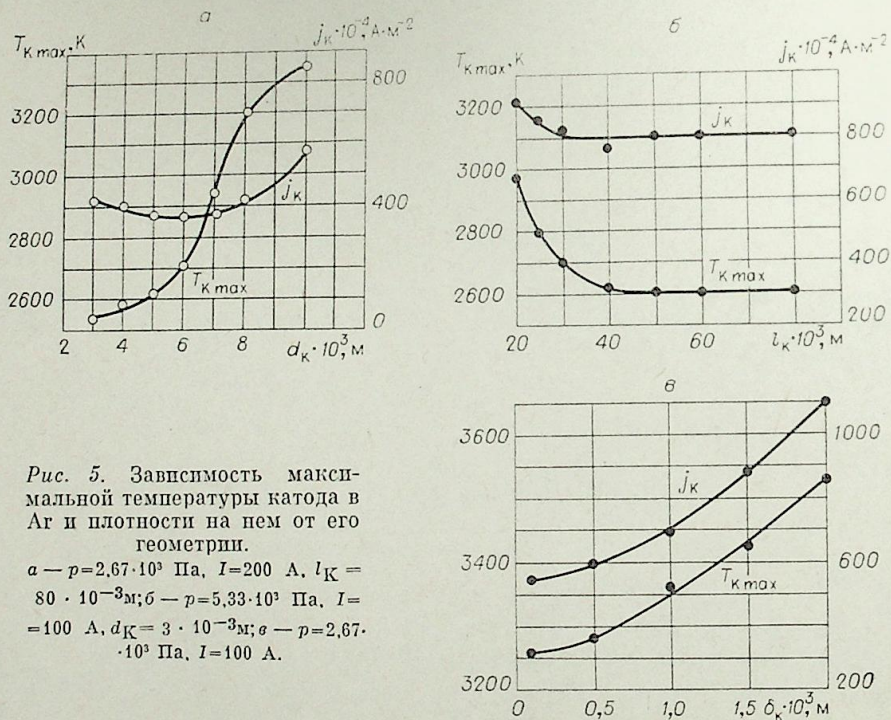


Рис. 5. Зависимость максимальной температуры катода в Аг и плотности на нем от его геометрии.

а — $p = 2,67 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$, $I = 200 \text{ А}$, $l_K = 80 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; б — $p = 5,33 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$, $I = 100 \text{ А}$, $d_K = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; в — $p = 2,67 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$, $I = 100 \text{ А}$.

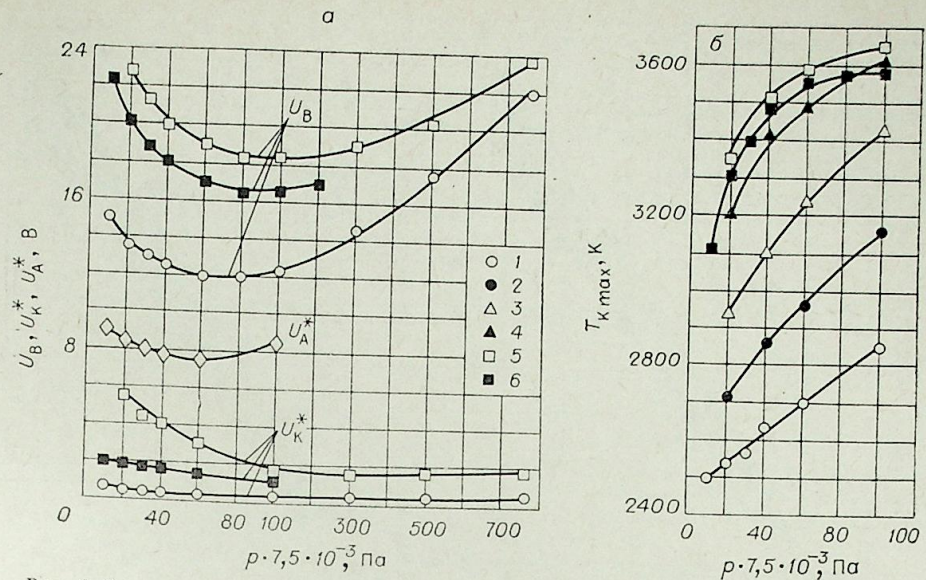


Рис. 6. Зависимость напряжения дуги U_B , эффективных вольт-эквивалентов энергии, выделяющейся на катоде U_K^* и аноде U_A^* , и максимальной температуры катода от определяющих параметров.
 $A_K, I = 200 \text{ А}$. 1 — $d_K = 3 \cdot 10^{-3}$; 2 — $6 \cdot 10^{-3}$; 3 — $7 \cdot 10^{-3}$; 4 — $8 \cdot 10^{-3}$; 5 — $10 \cdot 10^{-3}$, $l_K = 80 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 6 — $\delta_K = 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

где U_Z — напряжение, соответствующее потерям энергии из зоны ионизации, d_i — коэффициент аккомодации ионов. $U_{K \text{ min}}$ можно определить из выражения (2), если пренебречь членами U_{KL}, U_{KS} и U_Z . Тогда $U_{K \text{ min}} = \Phi_K$. $U_{K \text{ max}}$ примем равным U_{i1} . Действительно, подавляющее большинство измерений U_K для термокатода дает $\Phi_K < U_K < U_{i1}$. Значение $f_{i \text{ min}}$ можно определить из выражения (3), если пренебречь членами U_{KL} и U_{KS} ($\alpha_i \text{ max} = 1$). Тогда $f_{i \text{ min}} = \Phi_K / 2U_{i1}$. Значение $f_{i \text{ max}}$ при $\alpha_i = 1$ можно получить из выражения

$$f_i = \frac{U_K - U_Z}{\alpha_i U_K + U_{i1}} \quad (4)$$

при допущении отсутствия потерь из зоны ионизации. Это дает $f_{i \text{ max}} = 0,5$. При $\alpha_i < 1$ f_i формально может принимать и более высокие значения. Однако в связи с тем, что преобладающую роль в переносе тока на термокатоде играют электроны [2, 8, 21, 22], будем считать $f_{i \text{ max}} = 0,5$. Граничными значениями β_K принимаем $\beta_{K \text{ min}} = 1$ и $\beta_{K \text{ max}} = 2,5$ [22].

В расчетах зависимостей $j_{K \text{ min}}, j_{K \text{ max}} = f(T_K)$ были использованы следующие значения величин: $A_K = 7 \cdot 10^5 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$, $\Phi_K = 4,5 \text{ В}$ [23], U_{i1} (He, Ne, Ar, Xe) = 24,6; 21,6; 15,8; 12,1 В, M_i (He, Ne, Ar, Xe) = 4; 20,2; 39,9; 131,3 соответственно [24].

Области допустимых значений $j_K = f(T_K)$ в исследуемых газах, заключенные между кривыми $j_{K \text{ min}}, j_{K \text{ max}} = f(T_K)$, построенными при $\beta_{K \text{ min}} = 1$, представлены на рис. 7. Зависимость $j_{K \text{ max}} = f(T_K)$, построенная для Хе при $\beta_{K \text{ max}} = 2,5$ (пунктирная кривая), дает представление о влиянии величины β_K на вид функции $j_K = f(T_{K \text{ max}})$. На рисунке приведены также экспериментальные данные по плотностям тока на катоде $j_K = f(T_{K \text{ max}})$.

Анализ этих зависимостей позволяет сделать вывод, что используемые газы с меньшим потенциалом ионизации, снижение давления и тока

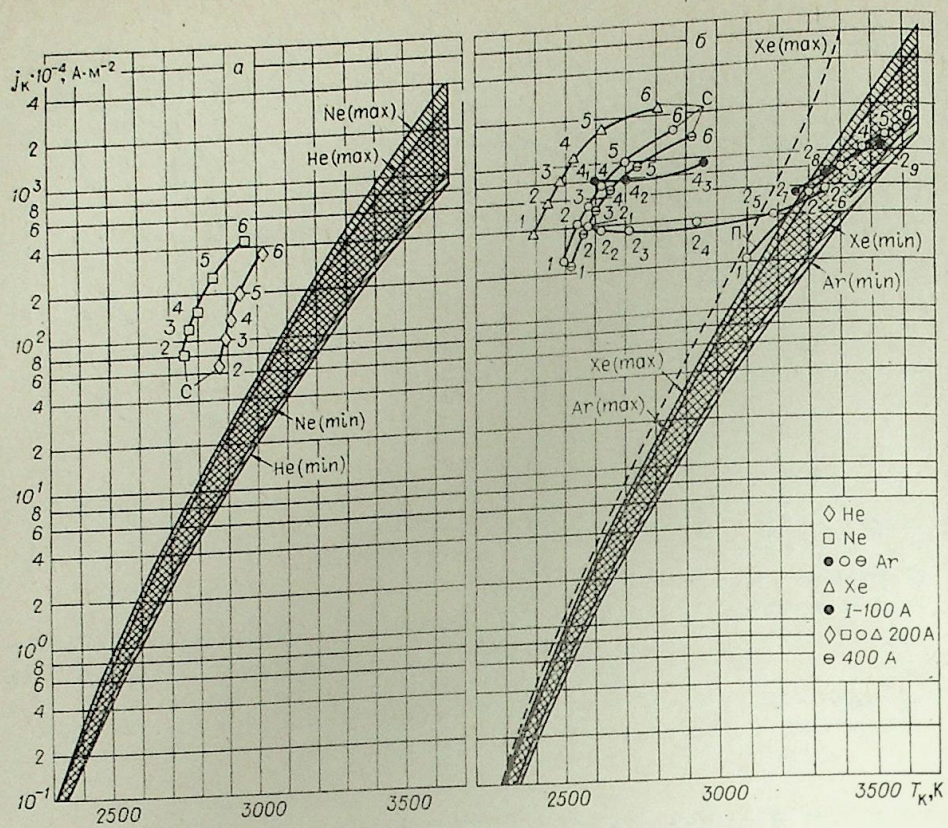


Рис. 7. Сравнение экспериментальных и расчетных плотностей тока на катоде. $P = 1,33 \cdot 10^3$ Па (1); $2,67 \cdot 10^3$ (2, 2₁₋₉); $4 \cdot 10^3$ (3); $5,33 \cdot 10^3$ (4, 4₁₋₃); $8 \cdot 10^3$ (5); $1,33 \cdot 10^4$ Па (6) $C - d_K = 3 \cdot 10^{-3}$ м, $I_K = 80 \cdot 10^{-3}$ м; II - $\delta_K = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м. $2_1-6 - d_K = (4 - 10) \cdot 10^{-3}$ м; $4_1-3 - I_K = (80, 30, 20) \cdot 10^{-3}$ м; $2_7-9 - \delta_K = (0,1; 11; 2) \cdot 10^{-3}$ м.

и изменения геометрии катода, вызывающие ухудшение условий теплоотвода от пятна, приводят к увеличению отношения измеряемой плотности тока на катоде к рассчитанной по уравнениям Ричардсона — Шоттки — Маккоуна (до значений $\sim 10^3$).

Научно-производственное объединение
Квант, Москва

Поступила в редакцию
4/VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М., Наука, 1970.
2. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., Наука, 1971.
3. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М., Сов. радио, 1974.
4. Gordon W. A., Chapman G. B. II, Determination of Work Functions Near Melting Points of Refractory Metals by Using a Direct-Current Arc.— Surface Sci., 1973, v. 39, N 1.
5. Пустогаров А. В. Экспериментальные исследования тугоплавких катодов плазмотронов.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977.

6. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б. Тепловой режим работы термокатода.— В кн.: Приэлектродные процессы и эрозия электродов плазмотронов. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1977.
7. Дороднов А. М., Козлов Н. П., Помелов Я. А. Дуговые режимы работы термоэмиссионного катода с аномально высокими плотностями тока.— ТВТ, 1974, т. 12, вып. 1.
8. Поротников А. А., Петросов В. А., Острецов И. Н. Приэлектродные процессы.— В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, Наука и техника, 1974.
9. Масленников Н. М. Исследование эмиссионных характеристик катодов в потоке ионизированного газа.— ЖТФ, 1975, т. 45, вып. 10.
10. Chen M. M., Thorne R. E., Wyner E. F. Resolution of Electron Emission Mechanisms in an Argon Arc with a Hot Tungsten Cathode.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 12.
11. Жуков М. Ф., Любимов Г. А., Аньшаков А. С. и др. Катодная область сильноточного разряда в парах щелочных металлов.— В кн.: Материалы к VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. 2. Алма-Ата, 1977.
12. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. К вопросу об аномально-высокой эмиссии неиспаряющегося термокатода в дуговом разряде.— ЖТФ, 1974, т. 44, вып. 12.
13. Зекцер М. П. К вопросу об аномально высокой эмиссионной способности термокатода в дуговом разряде в средах инертных газов.— ТВТ, 1975, т. 13, вып. 3.
14. Костюк Г. И. О влиянии температурных напряжений на эмиссионные характеристики катодного материала.— В кн.: Материалы к VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. 2. Алма-Ата, 1977.
15. Поротников А. А., Родневич Б. Б. Термоэмиссия с учетом индивидуальных полей понов.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 6.
16. Аникеев В. Н., Дороднов А. М., Козлов Н. П., Помелов Я. А. Дуговое пятно на термоэмиссионном катоде.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973.
17. Шоек П. А. Исследование баланса энергии на аноде сильноточных дуг, горящих в атмосфере аргона.— В кн.: Современные проблемы теплообмена. М.—Л., Энергия, 1966.
18. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б. Эрозия электродов.— В кн.: Приэлектродные процессы ...
19. Ecker G. Electrode Components of the Ars Discharge.— Ergebn. exakt. Naturw., 1961, Bd. 33.
20. Hügel H., Krülle G. Phänomenologie und Energiebilanz von Lichtbogenkathoden bei niedrigen Drücken und hohen Stromstärken.— Beitr. Plasmaphys., 1969, Bd. 9, N 2.
21. Дороднов А. М., Козлов Н. П., Помелов Я. А. Об эффекте «электронного» охлаждения на термоэмиссионном дуговом катоде.— ТВТ, 1973, т. II, вып. 4.
22. Нейман В. Приэлектродные процессы в газовом разряде высокого давления.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов ...
23. Фоменко В. С., Подчерняева И. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов. Справочник. М., Атомиздат, 1975.
24. Таблицы физических величин. Справочник/Ред. И. К. Кикоин. М., Атомиздат, 1976.

А. С. АНЬШАКОВ, М. Ф. ЖУКОВ, Г. А. ГОРЛЕВ, В. С. ЗУЕВ,
А. Н. ТИМОШЕВСКИЙ, Ю. И. ТУМАНОВ, В. А. ФРОЛОВ,
Б. В. РЯЗАНОВ

ЭРОЗИЯ МЕДНО-ВОЛЬФРАМОВЫХ АНОДОВ В ЛИНЕЙНЫХ ПЛАЗМОТРОНАХ

Достаточный, хорошо обобщенный экспериментальный материал по эрозии электродов различных материалов [1] позволяет достоверно считать максимально возможное время использования электродов, которые, если не учитывать особенностей конструктивных исполнений, и определяют лимит ресурса работы плазменного устройства.

Наибольшие успехи достигнуты в исследованиях термоэмиссионных катодов, поэтому для плазмотронов небольших мощностей, где ток дуги не превышает ~1000 А, катоды способны обеспечить длительность работы устройства на сотни часов. Совершенно иная картина наблюдается с анодами, где применяются в основном медь и сталь. Величина удельной эрозии этих материалов составляет ~ 10^{-9} кг/Кл в воздухе, азоте, кислородсодержащих газах и ~ 10^{-10} кг/Кл в водороде. Поэтому ресурс того или иного анода будет всецело зависеть от его геометрических размеров, которые определяют количество эрозирующего материала, и величины тока. Так, например, выходной медный анод с внутренним диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ м и толщиной стенки $12 \cdot 10^{-3}$ м при токе дуги 750—800 А обеспечивает на воздухе надежную работу в течение 150—200 ч. Если в плазмотроне такого же типа уменьшить диаметр электрода, то ширина эрозируемой поверхности и объем выработанной области будут меньше.

В этой связи очень показательны данные по ресурсу плазмотрона ЭДП-109/200 [2] в условиях промышленной эксплуатации, когда подогреватель включался на длительную работу до выхода из строя какого-либо элемента (табл. 1). Катодом плазмотрона служил торированный вольфрамовый стержень диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ м и длиной $10 \cdot 10^{-3}$ м, запаянный заподлицо в медную водоохлаждаемую обойму. Защитный газ — аргон. Анод ступенчатой формы, выполнен из меди МЗ; внутренний диаметр на выходном участке составлял $22 \cdot 10^{-3}$ м; толщина стенки $8 \cdot 10^{-3}$ м. Рабочий газ — воздух.

Причиной прекращения каждого опыта являлся выход из строя анода. Как видно из табл. 1, величина удельной эрозии медного анода независимо от длительности опыта остается примерно постоянной ~ 10^{-9} кг/Кл, что хорошо согласуется с известными данными. Несмотря на значительную толщину стенки, ресурс анода очень низкий по сравнению с катодом, который за все время работы выгорел на глубину $4 \cdot 10^{-3}$ м. Увеличение размеров электрода не является действенной мерой для повышения ресурса плазмотрона, так как имеется большая потребность в подогревателях, где мощность и габариты имеют ограничения, а требуемое время работы должно быть не ниже, чем $(5 \div 10) \cdot 10^2$ ч.

Таблица 1

Номер опыта	Ток дуги, А	Мощность дуги, кВт	Расход воздуха, кг/с 10^3	Уд. эрозия		Ресурс катода, ч	Ресурс анода, ч
				катода, кг/Кл	анода, кг/Кл		
1	320	90	7,5	$1,8 \cdot 10^{-12}$	548	$1,3 \cdot 10^{-9}$	95
2	260	75	7,2	$1,2 \cdot 10^{-12}$	548	$1,6 \cdot 10^{-9}$	99
3	190	60	5,4	$1,5 \cdot 10^{-12}$	548	$1,7 \cdot 10^{-9}$	140
4	120	29	3,9	$8,4 \cdot 10^{-12}$	548	$8,7 \cdot 10^{-10}$	224

В связи с этим были проведены эксперименты по определению эрозии анода, выполненного из псевдосплава — пористого вольфрама, пропитанного медью. Целесообразность использования этого материала определяется возможностью исключения капельного уноса меди за счет удержания расплава капиллярными силами в тугоплавком каркасе вольфрама, высокой теплопроводностью, близкой к теплопроводности меди, что обеспечивает эффективный теплообмен к охлаждающей жидкости. В работе [3] отмечается, что в импульсных разрядах удельная эрозия материалов, подобных W + Ni, W + Ni + Cu, W + Ni + Ag, на порядок ниже по сравнению с чистыми металлами, являющимися компонентами металлокерамических композиций, причем увеличение теплопроводности композиции ведет к снижению эрозии. В японском патенте [3] предлагается выходные сопла плазмотронов для резки металлов выполнять из вольфрамо-медного сплава с $15 \div 19\%$ -ным содержанием меди.

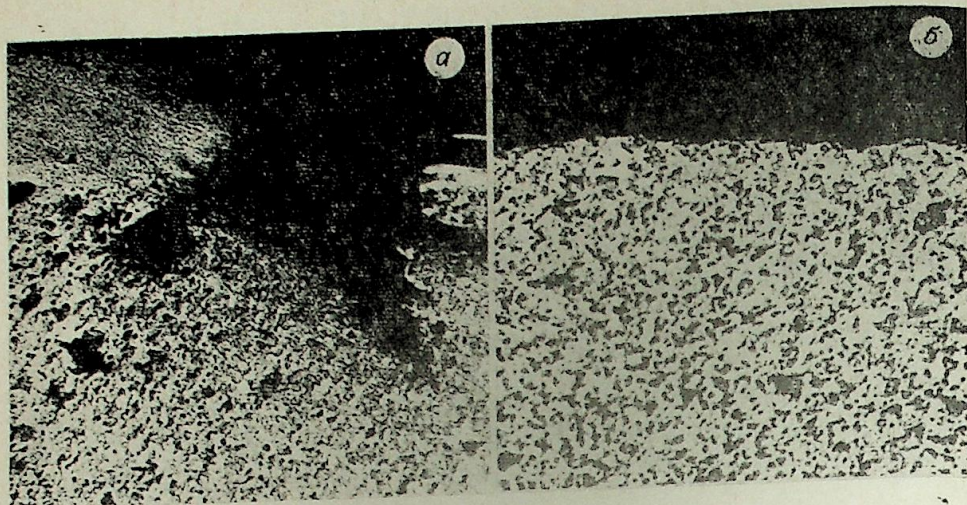
Нами был испытан вольфрамо-медный материал с 10,9 и 30,8%-ным содержанием меди в различных средах. В табл. 2 приведены данные для соединения W + 10,9% Cu.

Сравнение данных табл. 2 и 1 показывает, что на воздухе и азоте величина удельной эрозии анода понижается практически на порядок. Аналогичное уменьшение эрозии анода происходит и в среде водорода. Как показали опыты, вольфрамо-медный материал слабо эрозирует только при условии перемещения анодного пятна либо газовым потоком, либо магнитной подкруткой. Если пятно останавливается по каким-либо причинам, то происходит интенсивное удаление меди из пор, спекание вольфрамового каркаса и, как следствие, значительный унос материала. Оплавление утратившей медную пропитку вольфрамовой матрицы приводит к снижению теплоотвода, возникновению термических напряжений, что, вероятно, ответственно за образование трещин в материале анода (см. рисунок, а).

Изучение микроструктуры анода при непрерывном перемещении анодного пятна показало, что вольфрамовый каркас и медный наполни-

Таблица 2

Номер опыта	Воздух			Азот			Водород		
	Ток, А	Время раб., мин	Уд. эрозия, кг/Кл	Ток, А	Время раб., мин	Уд. эрозия, кг/Кл	Ток, А	Время раб., мин	Уд. эрозия, кг/Кл
1	160	23	$2 \cdot 10^{-10}$	200	30	$1,2 \cdot 10^{-10}$	80	60	$2,8 \cdot 10^{-11}$
2	150	40	$1,9 \cdot 10^{-10}$	200	50	$1,3 \cdot 10^{-10}$	160	60	$2,7 \cdot 10^{-11}$
3	200	60	$2,1 \cdot 10^{-10}$	250	40	$1,2 \cdot 10^{-10}$			



Микроструктура поверхности анода.
а — при остановке анодного пятна; б — при его непрерывном перемещении.

тель сохраняются практически в исходном состоянии (см. рисунок, б).

Величина удельной эрозии анода в воздухе и азоте для материала с 30,8% Си при токах $100 \div 200$ А составила $\sim 10^{-9}$ кг/Кл. Это указывает на наличие некоторого оптимума по размерам пор в вольфрамовом каркасе, что отмечается также в работе [4].

Анализ экспериментальных результатов указывает на перспективность использования вольфрамовых псевдосплавов в электродугowych подогревателях, что позволяет, не увеличивая их габариты, почти на порядок повысить общий ресурс и существенно уменьшить загрязненность потока плазмы продуктами эрозии.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
25/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
2. Электродуговые плазмотроны.— Рекламный проспект. ИТФ, СО АН СССР, Новосибирск, 1977.
3. Патент Японии № 49-17928, кл. 10651 (с. 22 с 27/00) от 7.05.74 г.
4. Раховский В. И. Эрозия электродов в контрагированном разряде.— Изв. СО АН СССР, 1975, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

УДК 537.52

В. Я. СМОЛЯКОВ

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ПРОДВИЖЕНИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЛИДЕРА В ДЛИННЫХ ИСКРАХ

Пробой длинных газовых промежутков предшествует перекрытие их лидером — тонким ионизованным каналом, продвижение которого предвещает стримерная корона, периодически вспыхивающая с его конца. Процесс взаимодействия лидера с короной весьма важен в понимании механизма продвижения лидера в разрядном промежутке. Однако из всего процесса разряда этот вопрос является наименее изученным как из-за трудностей его экспериментального исследования, так и из-за сложности протекающих при этом взаимодействия процессов.

Первые наиболее близкие к современному пониманию модели процесса продвижения положительного лидера в промежутке были предложены В. С. Комельковым [1] и Г. Н. Александровым [2]. Дальнейшее развитие этих моделей было предпринято Галлимберти [3], однако его акцент на основную роль отрицательных ионов в короне представляется необоснованным. Механизм продвижения лидера рассмотрен также в работах [4—6] и др. Несмотря на это, пока не имеется еще надежного физически обоснованного метода расчета пробивных напряжений длинных газовых промежутков.

Цель настоящей работы — изложить концепцию автора, выработанную в результате анализа физических процессов, происходящих при взаимодействии лидера со стримерной короной. Предлагаемая картина движения лидера в разрядном промежутке представляется не содержащей внутренних противоречий и не требующей априорных предположений.

1. ВОЗНИКНОВЕНИЕ И РАЗВИТИЕ КОРОНЫ

Известно, что в резконеоднородном поле при подаче импульса напряжения на разрядный промежуток, заполненный газом, в последнем при достижении некоторой пороговой напряженности образуется локализованное светящееся образование — корона. В разрядном промежутке «острие — плоскость» она имеет вид конуса, вершина которого исходит из острия. Аналогичная корона, предшествующая продвижению лидера, возникает и на конце лидера [1—6]. В воздухе при давлениях порядка 10^3 Па она состоит из стримеров, которые в резконеоднородном поле, как правило, не ветвятся. Возникнув на конце острия или лидера, они продвигаются в глубь промежутка на расстояние нескольких десятков сантиметров под совместным действием поля головки стримера и поля, созданного электродом (лидером). Количество их N по данным Карасуямы [6] бывает довольно велико (10^3 — 10^4 и более), и они относительно равномерно заполняют конус короны. Число их, очевидно, должно зависеть от

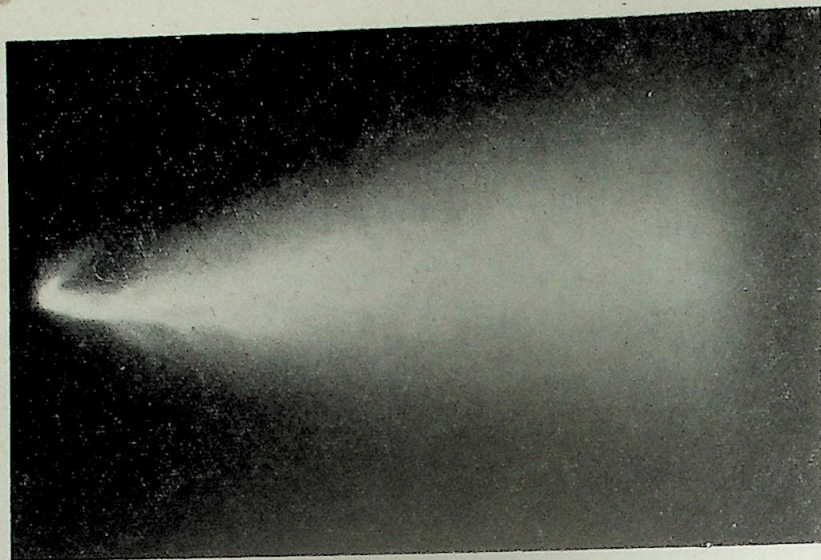


Рис. 1.

емкости электрода или лидера, так как электроны первичных лавин, образующих головки стримеров при их «стекании» в электрод или лидер, нейтрализуют часть избыточного положительного заряда, создающего поле вокруг острия или лидера. На то, что заряд электрода или конца лидера компенсируется не полностью, указывает упорядоченное движение стримеров по линиям поля. Это подтверждается также измерением напряженности поля вблизи электрода в момент старта импульсной короны [7].

На своем пути до момента остановки головки стримеров оставляют квазинейтральные следы ионизированного газа, проводимость которых мала. По оценкам, сделанным в работе [4], суммарная проводимость следов головок стримеров на 3 порядка ниже проводимости канала лидера. Подтверждением этому может служить фотография на рис. 1, выполненная автором с помощью кварцевой оптики в промежутке +стержень — плоскость длиной 3,5 м (волна 1,5/40 мкс). Из фотографии видно, что, несмотря на то, что стримеры пересекли весь промежуток, разряд не завершился пробоем из-за малой проводимости следов стримерных головок.

2. ПРОЦЕССЫ В КОРОНЕ ПОСЛЕ ВСПЫШКИ

Фронт короны, состоящий из головок стримеров, переработав энергию электрического поля в энергию ионизации и возбуждения газа в следах головок стримеров, останавливается в области слабого поля. Минимальный заряд головки стримера, при котором он еще может продвигаться в слабом поле, имеет величину порядка 10^8 элементарных зарядов [8]. Весь избыточный положительный заряд фронта составляет, таким образом, величину 10^{11} — 10^{12} элементарных зарядов, или $1,6 \cdot 10^{-2}$ — $1,6 \cdot 10^{-1}$ мкКл. Заряд фронта короны экранирует поле, создаваемое электродом или концом лидера, делая невозможными процессы ударной ионизации в пространстве между ним и местом старта короны. По мере удаления от места старта (со скоростями порядка 10^7 — 10^9 см/с) экранирование ослабляется, и возможен новый старт короны.

Основная масса свободных зарядов короны сосредоточена в квазинейтральных следах головок стримеров. В зависимости от длины стри-

меров количество заряженных частиц обоих знаков в 10^3 — 10^4 раз больше, чем число положительных зарядов на остановившемся фронте короны (соответственно для длин 0,1 и 1 м), т. е. 160 — 1600 мкКл при $N = 10^4$.

Оценим, сохранится ли начальная квазинейтральность ионизированного газа в следах стримеров. Подсчитаем для этого количество заряженных частиц, находящихся в дебаевской сфере:

$$N_d = 4/3\pi r_d^3 n, \quad (2.1)$$

где n — концентрация частиц одного знака, m^{-3} , а r_d — дебаевский радиус экранирования, равный [9]:

$$r_d = 69\sqrt{T/n}. \quad (2.2)$$

В формулу (2.2) подставляется температура (выраженная в градусах Кельвина) более холодной компоненты ионизированного газа, т. е. температура положительных ионов, одинаковая в данном случае с температурой нейтралов. Принимая для оценки $T = 350$ К [10] и $n > 10^{19}$ m^{-3} [4], получаем из выражений (2.1) и (2.2) количество частиц в сфере Дебая $N_d < 3$.

Условие сохранения газом квазинейтральности (в этом случае ионизированный газ считается плазмой) определяется как $N_d \gg 1$. Из приведенной оценки видно, что газ в следе головки стримера не является плазмой и, следовательно, заряженные частицы могут двигаться свободно. Таким образом, квазинейтральность в следе головки стримера будет существовать только в момент ее нейтрализации лавинами, а затем электроны как более подвижные (тепловая скорость электронов и их подвижность примерно в 200 раз больше, чем у ионов, образованных из молекул компонентов воздуха) покинут след диаметром примерно $6 \cdot 10^{-3}$ см [8] за время, менее 0,1 мкс, что можно определить по данным работы [11].

В результате диффузии электроны более или менее равномерно рассеются по всему пространству короны, а малоподвижные ионы останутся в следе прохождения головок стримеров (рис. 2). Это приводит к затруднению рекомбинации электронов с ионами, особенно вблизи основания конуса, где плотность заполнения пространства следами стримеров мала.

В области вершины конуса короны плотность заполнения пространства следами стримеров велика. Поэтому процессы рекомбинации будут здесь играть существенную роль. Изменение концентрации заряженных частиц в ионизированном газе вследствие рекомбинации подчиняется закону

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t}, \quad (2.3)$$

где n_0 и n — начальная и текущая концентрации, t — время, а α — коэффициент электрон-ионной рекомбинации, который по данным многочисленных исследований [12] остается при изменении концентрации почти постоянным и равным для воздуха при нормальных условиях примерно 10^{-6} cm^3/c .

Из (2.3) следует, что текущая концентрация электронов при $n_0 = 10^{13}$ cm^{-3} через 0,1 мкс уменьшится вдвое от n_0 , через 1 мкс — до 10^{12} , через 10 мкс — до 10^{11} , а через 100 мкс — до 10^{10} cm^{-3} , т. е. с учетом только процесса электрон-ионной рекомбинации даже через 100 мкс в следе короны будет оставаться более 0,1% свободных электронов (более — так как вдали от вершины конуса короны рекомбинация затруднена).

Убыль свободных электронов в воздухе может происходить не только за счет рекомбинации, но и за счет прилипания электронов к атомам

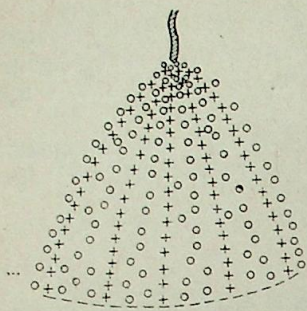


Рис. 2.

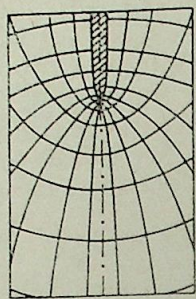


Рис. 3.

и молекулам кислорода и парам воды. Сведения по вероятностям прилипания весьма противоречивы. По данным Кобине [12], среднее число столкновений электрона до момента прилипания к нейтральному атому в воздухе составляет $2 \cdot 10^5$, что соответствует среднему пробегу до прилипания около 10 см. Вместе с тем вероятность прилипания, как показано многими исследованиями, зависит от энергии электронов. Так, например, де Гроот и Пеннинг [12] считают, что при $(E/p) > 20$ (E В/см, p мм рт. столба) вероятность прилипания мала.

При атмосферном давлении этот критерий соответствует напряженности $E > 15$ кв/см, что по порядку величины совпадает с напряженностями перед головкой. Некоторую роль играют и процессы отлипания при столкновениях с возбужденными молекулами воздуха. Однако константа отлипания (типа величины α в уравнении вида (2.3) мала и составляет величину порядка $10^{-8} \div 10^{-9}$ см³/с [13]. Этот процесс, как и процесс термического отлипания [3], может сыграть некоторую роль в освобождении электронов из отрицательных ионов (последний только вблизи конца лидера или в лидерном канале).

Из сказанного можно сделать вывод, что в ионизированной зоне, созданной короной, будет иметься в течение довольно длительного времени (относительно времени развития короны, составляющего единицы микросекунд и менее) определенное количество свободных электронов, которые вследствие дрейфа в поле лидера могут поступать в него, обеспечивая ток в лидере, даже если ионизация на фронте короны прекратилась.

3. ПРОРАСТАНИЕ ЛИДЕРА В СЛЕД КОРОНЫ

Как показано в предыдущем разделе, лидерная корона, переработав при движении своего фронта энергию поля в энергию ионизации, подготовила условия для продвижения лидера.

Из-за малой подвижности отрицательных ионов основную роль в переносе зарядов из пространства, охватываемого короной, и обеспечении тока лидера играют электроны.

Запишем соотношение для плотности дрейфового тока электронов

$$\vec{j} = en\mu\vec{E}. \quad (3.1)$$

Здесь e , n , μ — заряд, концентрация и подвижность электронов, а \vec{E} — вектор напряженности электрического поля.

При движении под действием поля лидера электроны рассеивают энергию, получаемую от поля, при столкновениях с тяжелыми частицами, способствуя повышению температуры газа. Для мощности, выделяющейся вследствие джоулевых потерь, можно записать

$$W = \vec{j}\vec{E} = en\mu E^2, \quad (3.2)$$

т. е. выделяемая в единицу времени в каждой точке пространства перед концом (головкой) лидера тепловая энергия зависит от пространственного распределения концентрации электронов и напряженности электрического поля (направления \vec{j} и \vec{E} совпадают).

Если считать, что линейная плотность зарядов, созданных при движении стримерной головки и оставшихся в ее следе, постоянна, а диффузия электронов не нарушила это распределение, то концентрация электронов в следе короны будет убывать пропорционально $1/r^2$, где r — расстояние от точки старта короны.

Топология электрического поля от заостренного стержня или конца лидера такова (рис. 3), что силовые линии поля имеют наибольшую плотность у острия (стримеры как бы визуализируют эти силовые линии). Если головка лидера направлена перпендикулярно плоскости, то максимальное значение напряженности достигается на линии продолжения оси головки и закон изменения напряженности на оси $E(r)$ в зависимости от удаления r от головки при расстоянии до плоскости a имеет вид [14]

$$E(r) = \frac{2\varphi}{r_0 \ln(4a/r_0)} \cdot \frac{r_0}{r_0 + r}, \quad (3.3)$$

где r_0 — радиус кривизны головки, представляемой в виде узкого гиперболоида вращения, а φ — потенциал головки.

Из соотношения (3.3) видно, что на расстояниях r , несколько превышающих r_0 , изменение напряженности $E(r)$ примерно пропорционально $1/r$ (влиянием изменения параметра a можно пренебречь).

Учитывая (3.2), можно записать, что выделение джоулевой энергии в пространстве перед головкой лидера в начальный момент после вспышки короны пропорционально $1/r^4$, а плотность тока согласно (3.1) пропорциональна $1/r^3$, т. е. наибольшее выделение энергии и наибольшая плотность тока будут иметь место вблизи головки лидера.

Такая оценка изменения выделения джоулевого тепла и изменения плотности тока по длине короны, конечно, приближительна, так как не учитывает влияния на напряженность поля перед головкой лидера оставшегося позади головки нескомпенсированного заряда «чехла» (см. ниже) и заряда движущегося или остановившегося фронта лидерной короны.

Избыточная энергия электронов, набранная в поле, созданном лидером (недостаточная для ударной ионизации), отдается тяжелым частицам и в месте наибольшей плотности тока нагревает газ до температур, при которых происходит термическая ионизация. Вновь возникшее плазменное образование удлиняет канал лидера и сдвигает картину поля в глубь следа короны. Это движение, как показывает опыт [5, 15], происходит со скоростями 10^6 — 10^8 см/с (примерно на порядок меньшими, чем скорости продвижения фронта стримерной короны). Электроны, дрейфуя к удлиненному концу лидера (рис. 4) из зоны с меньшими концентрациями зарядов, уже не могут обеспечить прежний ток. Поэтому ток в лидере по мере прорастания его в след короны должен постепенно уменьшаться.

4. ГОЛОВКА И КАНАЛ ЛИДЕРА

Область лидера, примыкающая к точке его зарождения в следе короны, называют головкой лидера. Из эонограмм видно, что головка лидера светится намного ярче, чем остальной канал. Протяженность зоны яркого свечения, по наблюдениям авторов работы [5], составляет 0,3—1 см. В этой области происходит разогрев газа до температур, соответствующих примерно их уровню в дуговых разрядах, и термализация электронов, т. е. снижение энергии электронов до величины, ненамного превышающей таковую для тяжелых частиц.

Протяженность области термализации можно оценить следующим образом. На подходе к головке электроны имеют значительно большую

5. ОБЩАЯ КАРТИНА ПРОДВИЖЕНИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЛИДЕРА В ПРОМЕЖУТКЕ +СТЕРЖЕНЬ — ПЛОСКОСТЬ

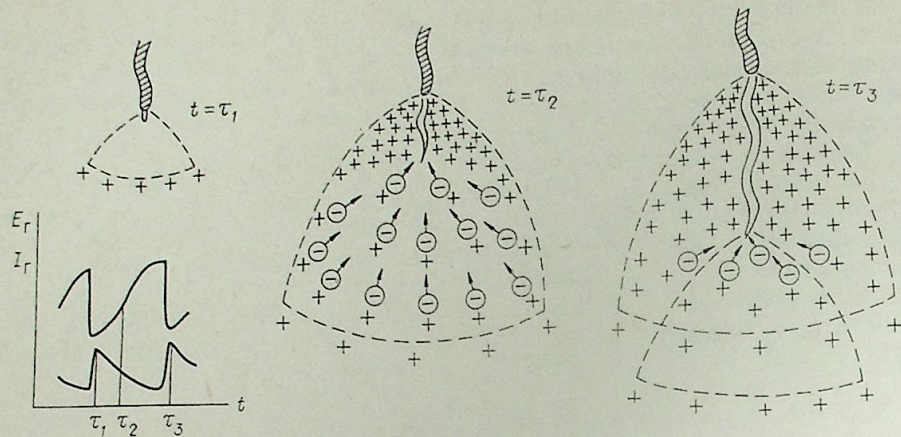


Рис. 4. Последовательность прорастания лидера в след короны. Обозначения те же, что на рис. 6.

энергию, чем тяжелые частицы (ионы, атомы, молекулы). Эту энергию они «набирают» в поле перед головкой. При соударениях с тяжелыми частицами в головке лидера электроны теряют в среднем $2m/M$ своей избыточной энергии при каждом столкновении, где m — масса электрона, а M — масса тяжелой частицы. Для времени τ , необходимого, чтобы электроны потеряли значительную часть своей избыточной энергии, можно записать выражение

$$\tau = \frac{M\lambda}{2mC\beta}. \quad (4.1)$$

Здесь λ и C — длина свободного пробега и тепловая скорость электрона соответственно, β — коэффициент, учитывающий вклад неупругих соударений.

За время τ электроны двигаются за счет дрейфа под действием напряженности E_* в области термализации в сторону анода со скоростью v :

$$v = \frac{e\lambda E_*}{2mC}. \quad (4.2)$$

Здесь принято, что электрон с зарядом движется в промежутке между столкновениями в сторону поля с постоянным ускорением eE_*/m .

Из выражений (4.1) и (4.2) получаем длину термализации (длину головки лидера l)

$$l = \tau v = \frac{eM}{4m^2\beta} \left(\frac{\lambda}{C}\right)^2 E_*. \quad (4.3)$$

Принимая для всей длины термализации $E^* = 4$ кВ/см, $\beta = 4$ [9], давление, равным 10^5 Па, а температуру в конце зоны термализации $T_1 = 3 \cdot 10^4$ К и $T_2 = 10^4$ К (выбор T_1 и T_2 для оценки достаточно произволен), получим из (4.3) значения длины головки $l = 1,04$ и $0,34$ см соответственно для T_1 и T_2 , что по порядку величин совпадает с приведенными выше экспериментальными наблюдениями авторов работы [5].

Вновь образованный канал лидера диаметром $0,03$ – $0,1$ см за счет обычной и амбиполярной диффузии постепенно расширяется с дозвуковыми скоростями [16], стремясь к пределу, соответствующему диаметру стационарной дуги при данном токе. При этом за счет роста общей проводимости уменьшается напряженность в канале лидера.

После возникновения первичной короны с острия электрода развивается лидер, в головку которого под действием поля дрейфуют свободные электроны следа короны, обеспечивая поддержание тока и удлинение канала лидера. После исчерпания легкоподвижных носителей заряда (прекращения или резкого уменьшения тока электронов) за счет воздействия источника по границам плазмы канала лидера происходит противоположное разделение зарядов, вызывающее увеличение избыточного и новой вспышке стримерной короны с конца лидера.

Продвижение лидера в глубину промежутка происходит путем последовательных вспышек (рис. 5), частота которых вдали от плоскости зависит от скорости подъема напряжения, а также свойств газа. Так, в SF_6 частота вспышек при одинаковых условиях больше, чем в воздушном промежутке [17].

На рис. 6 показано примерное изменение параметров разряда при коротком фронте воздействующего импульса в зависимости от времени. Резкое увеличение тока лидера перед завершением пробоя связано с влиянием объемного заряда нескомпенсированных положительных ионов, остающихся в следах предшествующих корон («обнимающих» лидер. Число нескомпенсированных ионов в чехле вдали от плоскости точно, а вблизи, когда фронт стримерной короны лидера достигает плоскости, приблизительно соответствует интегралу тока, протекшего в анод. Для приращения количества заряда dq на приращении длины лидера dl можно записать

$$dq = \frac{I(t)}{u(t)} dl. \quad (5.1)$$

Здесь $I(t)$ и $u(t)$ — мгновенные значения тока и скорости лидера. Имея осциллограмму тока, проходящего через анод, и эопограмму заряда, из (5.1) можно определить распределение заряда по длине лидера. Подсчет по формуле (5.1) с использованием данных $I = 0,8$ А и $u = 2 \cdot 10^6$ см/с из работы [16] дает погонное значение $q = 40$ мкКл/м, что

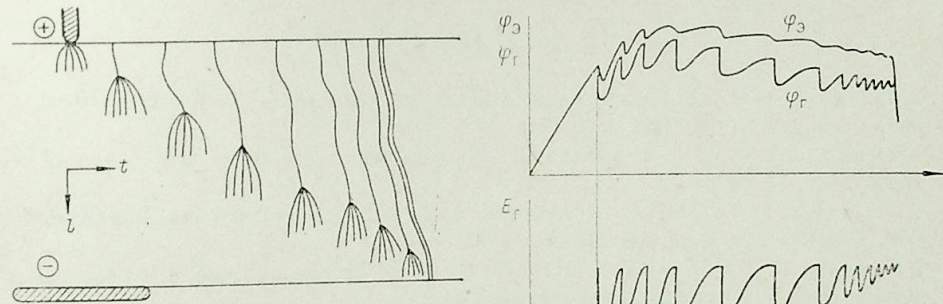


Рис. 5. Схематическое изображение развертки продвижения лидера в промежутке (в промежутках между вспышками канал и след короны светятся слабо).

Рис. 6. ϕ_0 — потенциал электрода, ϕ_r и E_r — потенциал и напряженность в районе конца головки, I_r и u_r ток через головку и ее скорость продвижения, t_k — момент зажигания короны.

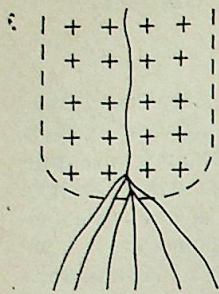


Рис. 7.

соответствует измеренным с помощью флюксметров значениям q [16]. Заметим, что эта величина существенно меньше числа электронов в короне длиной 1 м (см. раздел 2).

Положительный объемный заряд чехла снижает напряженность поля на боковой поверхности лидерного канала и усиливает поле перед головкой лидера, особенно сильно на расстояниях от головки до плоскости a (см. формулу (3.3)), соизмеримых с диаметром чехла, в результате влияния «отображенного» заряда. Значительное повышение напряженности при приближении к плоскости и нейтрализация положительных зарядов фронтов корон в плоскости ведут к увеличению частоты

вспышек, увеличению скорости продвижения лидера и тока. Частые вспышки на развертках эограмм сливаются в одну сплошную стримерную зону, поэтому такой режим называют непрерывным.

ВЫВОДЫ

1. Источником лидерного тока являются электроны, образованные во вспышках корон, причем ток может продолжаться некоторое время и тогда, когда ионизация на фронте короны прекратилась.
2. Развитие лидера осуществляется вспышками, частота которых зависит от скорости восстановления напряженности перед головкой лидера до величин, достаточных для ионизации ударом.
3. В головке лидера ударной ионизации не происходит, а идет нагрев газа за счет избыточной энергии электронов.
4. Длина головки лидера определяется областью термализации электронов.
5. Основную роль в увеличении скорости лидера и его тока при приближении к плоскости играет увеличение напряженности за счет увеличения влияния заряда чехла.

Сибирский научно-исследовательский институт энергетики, Новосибирск

Поступила в редакцию
4/IX 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Комельков В. С. Развитие электрического разряда в длинных промежутках.— Изв. АН СССР, ОТН, 1950, № 6.
2. Александров Г. Н. О механизме перехода коронного разряда в искровой.— ЖТФ, 1965, 35, № 7.
3. Callimberti I. The Characteristics of the Leader Channel in Long Sparks. Proc. World Electrotechn. Congress, Moscow, 1977.
4. Базелян Э. М., Горин Б. Н., Левитов В. И. Физические и инженерные основы молниезащиты. Л., Гидрометеоиздат, 1978.
5. Горин Б. Н., Шкилев А. В. Развитие электрического разряда в длинных промежутках при импульсном напряжении положительной полярности.— Электричество, 1974, № 2.
6. Вада С., Хорри К. Анализ механизма пробоя длинных воздушных промежутков под воздействием импульсного напряжения положительной полярности.— Bul. of the Electrotechnical Labor., 1972, v. 36, N 4.
7. Базелян Э. М. Измерение объемного заряда в начальных стадиях положительной длинной искры.— ЖТФ, 1964, 34, № 2.
8. Доусон Д., Вин У. Модель распространения стримера.— В кн.: Электронные лавины и пробой в газах. М., Мир, 1968.

9. Митченер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М., Мир, 1978.
10. Geary I. M., Penney G. W. Temperature as a mechanism the Buildup of successive streamers in low — voltage breakdown.— J. App. Ph., 1974, v. 45, N 1.
11. Медведев Ю. А. и др. Вопросы метрологии ионизирующих излучений. Сборник статей. М., Атомиздат, 1975.
12. Мик Д., Крэгс Д. Д. Электрический пробой в газах. М., ИЛ, 1960.
13. Александров Н. Л. Отлипание электронов от ионов O^- и O_2^- на возбужденных молекулах в газоразрядной воздушной плазме.— ЖТФ, 1978, 48, № 7.
14. Миролюбов Н. Н., Костенко М. В., Левинштейн М. Л., Тиходе-ев Н. Н. Методы расчета электростатических полей. М., Высшая школа, 1963.
15. Gallimberti I., Rea M. Leader development in positive rodplane gap discharges. Proc. Inter. Conference on gas discharges, 1970.
16. The "Les Renardieres Group". Positive discharges in long air gaps. 1975 — Results and conclusions.— Electra, 1977, N 53.
17. Bornik I. M., Vertikov V. P. Discharge development in SF_6 .— Proc. Inter. Symposium on HVT. Milan, 1979, Rep. 32. 11.

И. М. ГРАЧ

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ЛАПЛАСА

В литературе [1] приведено интегральное решение

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f[z + j(x \cos \alpha + y \sin \alpha)] d\alpha, \quad (1)$$

где $U(0, 0, z) = f(z)$, $j = \sqrt{-1}$, уравнения Лапласа

$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

с произвольной подынтегральной функцией f координат x, y, z точки наблюдения поля, связанных между собой определенным образом. В работах [2, 3] предложены новые интегральные решения, в основном для плоскомеридианного поля. Такие выражения дают возможность решать задачи анализа и синтеза полей, находить емкость или индуктивность непосредственно по распределению потенциала в некоторой подобласти. Интегральные решения можно рассматривать в качестве «производящих» различные выражения потенциала, принадлежащих потенциальному функциональному пространству. При этом краевые задачи решаются как бы наоборот. Вначале находят аналитические выражения потенциала, а затем уже смотрят, каким граничным условиям они соответствуют. Так как вследствие произвольности подынтегральной функции каждому из независимых интегральных решений можно поставить в соответствие некоторую область функционального пространства, то, изучая свойства интегральных решений, можно изучать свойства всего пространства потенциальных функций.

В задачу настоящей работы входит введение ряда новых независимых трехмерных интегральных решений, изучение их основных свойств, вывод некоторых выражений потенциальной функции, а также применение интегральных решений для построения решения внутренней задачи Дирихле в общем виде.

НОВЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ
УРАВНЕНИЯ ЛАПЛАСА И ИХ ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

Выражение

$$U(x, y, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} f[z + z_0 \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)] dt, \quad (3)$$

где $U(0, 0, z) \rightarrow \infty$ при $x, y \rightarrow 0$, $f(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$, $z_0 = \text{const}$, является решением уравнения Лапласа (2).

Это легко подтвердить, подставив решение (3) в уравнение (2). Интегральное решение (3) существенно отличается от известных автору решений [1–3] и также связывает некоторую подынтегральную функцию $f(z, x, y, t)$ с потенциальной функцией $U(x, y, z)$. Покажем, что выражение

$$U(x, y, z) = \frac{1}{\pi \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \int_0^{\infty} F \left[\frac{z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)}{x^2 + y^2 + z^2} \right] dt \quad (4)$$

тоже является решением уравнения (2). Для этого продифференцируем его дважды по координатам x, y, z . Получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = & -\frac{y^2 + z^2 - 2x^2}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} \int_0^{\infty} F \left[\frac{z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)}{x^2 + y^2 + z^2} \right] dt - \\ & -\frac{2}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{7/2}} \int_0^{\infty} \frac{\partial F}{\partial W} \{ \pm 3jx \operatorname{ch} t (x^2 + y^2 + z^2) + \\ & + (y^2 + z^2 - 5x^2) [z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)] \} dt + \frac{1}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{9/2}} \times \\ & \times \int_0^{\infty} \frac{\partial^2 F}{\partial W^2} \{ \pm j \operatorname{ch} t (x^2 + y^2 + z^2) - 2x [z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)] \}^2 dt; \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = & -\frac{x^2 + z^2 - 2y^2}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} \int_0^{\infty} F \left[\frac{z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)}{x^2 + y^2 + z^2} \right] dt - \\ & -\frac{2}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{7/2}} \int_0^{\infty} \frac{\partial F}{\partial W} \cdot \{ \pm 3y \operatorname{sh} t \cdot (x^2 + y^2 + z^2) + \\ & + (x^2 + z^2 - 5y^2) [z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)] \} dt + \frac{1}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{9/2}} \times \\ & \times \int_0^{\infty} \frac{\partial^2 F}{\partial W^2} \{ \pm \operatorname{sh} t (x^2 + y^2 + z^2) - 2y [z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)] \}^2 dt; \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = & -\frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} \int_0^{\infty} F \left[\frac{z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)}{x^2 + y^2 + z^2} \right] dt - \\ & -\frac{2}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{7/2}} \int_0^{\infty} \frac{\partial F}{\partial W} \cdot \{ 3z (x^2 + y^2 + z^2) + (x^2 + y^2 - 5z^2) [z \pm (y \operatorname{sh} t + \\ & + jx \operatorname{ch} t)] \} dt + \frac{1}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^{9/2}} \int_0^{\infty} \frac{\partial^2 F}{\partial W^2} \times \\ & \times \{ x^2 + y^2 + z^2 - 2z [z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)] \}^2 dt, \quad (7) \end{aligned}$$

где $W = \frac{z \pm (y \operatorname{sh} t + jx \operatorname{ch} t)}{x^2 + y^2 + z^2}$.

Суммируя формулы (5)–(7), легко убедиться в том что выражение (4) действительно является решением уравнения (2).

Таким же образом можно показать, что выражение

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2\pi \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \int_0^{2\pi} \Phi \left[\frac{z + j(x \cos \alpha + y \sin \alpha)}{x^2 + y^2 + z^2} \right] d\alpha \quad (8)$$

является решением уравнения Лапласа.

Предложенные новые интегральные решения (3), (4), (8) являются независимыми и не связаны с выражением (1). Очевидно, что и производные от выражений (1), (3), (4), (8) по координатам x, y, z также являются интегральными решениями уравнения Лапласа. Кроме того, в этих выражениях можно менять местами переменным x, y, z .

Иногда интегральным решениям целесообразно придать более общий вид, умножая подынтегральную функцию на некоторую произвольную функцию переменной интегрирования и прибавляя к аргументу подынтегральной функции слагаемое, независимое от координат. Так, например, выражение (1) обобщается как

$$U(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} F(\alpha, \alpha_1) \cdot f[z + j(x \cos \alpha + y \sin \alpha) + z_0 \Phi(\alpha, \alpha_1)] d\alpha d\alpha_1, \quad (9)$$

где $z_0 = \text{const}$, $F(\alpha, \alpha_1)$, $\Phi(\alpha, \alpha_1)$ — произвольные функции. А широко известный интеграл Шерцера

$$U(z, r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(z + jr \sin \alpha) d\alpha, \quad (10)$$

являющийся решением уравнения Лапласа для плоскомеридианного поля, можно обобщить в виде

$$U(z, r) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} F(\alpha_1) \int_0^{2\pi} f[z + jr \sin \alpha + r_0 \Phi(\alpha_1)] d\alpha d\alpha_1, \quad (11)$$

где $r_0 = \text{const}$.

Частным случаем выражения (1) является, например, интегральное решение

$$U(z, r) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} f(z + jr \sin \alpha + r_0 \sin \alpha_1) d\alpha d\alpha_1. \quad (12)$$

Изучая известные виды интегральных решений уравнения Лапласа, можно сформулировать следующие их основные свойства:

1. Выражения (1), (3), (4), (8) определяют основные независимые интегральные решения трехмерного уравнения Лапласа, все остальные решения выводятся из них.

2. Интегральные решения (1) и (3), (4) и (8) целесообразно объединить парами в виде суммы двух выражений, и тогда решения охватывают все координатное пространство x, y, z . Так, например, если в выражении (1) переменные x, y меняются в области, прилегающей к оси z , то в выражении (3) эти переменные меняются во всей остальной области (за исключением $x, y \rightarrow 0$). В этом случае поведение интегральных решений можно сопоставить с поведением известных специальных функций, например, выражение (1) сопоставить с функцией Бесселя первого рода, а выражение (3) — с функцией Бесселя второго рода.

3. Интегральные решения являются «производящими» для всего потенциального функционального пространства; их можно рассматривать в качестве операторов проектирования интегрального функционального пространства на потенциальное функциональное пространство. Например, интегральные решения позволяют вывести известные специальные функции Бесселя, Лежандра и др. и установить связи между ними [1].

4. Интегральные решения позволяют находить решения ряда частных краевых задач в общем виде.

ВЫВОД НЕКОТОРЫХ ВЫРАЖЕНИЙ ПОТЕНЦИАЛА

Для вывода выражения потенциала, позволяющего оценить его значения вблизи координатной оси z , целесообразно воспользоваться выражением (1), разложив подынтегральную функцию в ряд Тейлора около точки $z = z_0$ и ограничившись первыми тремя членами ряда. После интегрирования получим

$$U(x, y, z) = U(0, 0, z_0) + (z - z_0)U'(0, 0, z_0) + \frac{1}{2} U''(0, 0, z_0) [(z - z_0) - \frac{1}{2} \times (x^2 + y^2)], \quad (13)$$

где $U'(0, 0, z_0)$, $U''(0, 0, z_0)$ — значения первой и второй производной от потенциала в точке $z = z_0, x = y = 0$.

Если в формуле (12) подынтегральная функция $f(z + jr \sin \alpha + r_0 \sin \alpha_1)$ имеет вид $U_0(z + jr \sin \alpha + r_0 \sin \alpha_1)^n$, где $U_0 = \text{const}$, то после двойного интегрирования получим

$$U(z, r) = \frac{U_0}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} (z + jr \sin \alpha + r_0 \sin \alpha_1)^n d\alpha d\alpha_1 = U_0 \sum_{k=0}^n (-1)^k C_n^{2k} \times \times \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2k-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots 2k} r^{2k} \sum_{p=0}^{n-2k} C_{n-2k}^{2p} \times \times \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2p-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots 2p} r_0^{2p} z^{n-2(k+p)}, \quad (14)$$

где C_n^{2k} — число сочетаний из n по $2k$; C_{n-2k}^{2p} — число сочетаний из $n-2k$ по $2p$; $2k \leq n, 2p \leq n-2k$.

Из формулы (14) находим при $n = 2$

$$U(z, r) = U_0 \left[z^2 + \frac{1}{2} (r_0^2 - r^2) \right]; \quad (15)$$

при $n = 4$

$$U(z, r) = U_0 \left[z^4 + 3z^2(r_0^2 - r^2) + \frac{3}{8} (r_0^4 + r^4) - \frac{3}{2} r^2 r_0^2 \right]. \quad (16)$$

Выражения (15), (16) определяют изменение потенциала внутри цилиндра радиусом r_0 для случаев, когда потенциал на его поверхности меняется пропорционально z^2 или z^4 .

Рассмотрим еще случай, когда выражение (8) имеет вид

$$U(x, y, z) = \frac{U_0}{2\pi \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \int_0^{2\pi} \left[\frac{z + j(x \cos \alpha + y \sin \alpha)}{x^2 + y^2 + z^2} \right]^n d\alpha, \quad (17)$$

где $n = 0, 1, \dots, U_0 = \text{const}$.

После интегрирования получим

$$U(x, y, z) = \frac{U_0}{(x^2 + y^2 + z^2)^{n+1/2}} \sum_{k=0}^n (-1)^k C_n^{2k} z^{n-2k} \sum_{m=0}^{2k} C_{2k}^{2m} \times \\ \times \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2m-1) \cdot 1 \cdot 3 \cdot 5 \dots [2(k-m)-1]}{k! 2^k} x^{2(k-m)} y^{2m}, \quad (18)$$

где $2k \leq n$, $2m \leq 2k$.
Из формулы (18) находим
при $n=2$

$$U(x, y, z) = \frac{U_0 \left[z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right]}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}}, \quad (19)$$

при $n=4$

$$U(x, y, z) = \frac{U_0}{(x^2 + y^2 + z^2)^{9/2}} \left[z^4 - 3z^2(x^2 + y^2) + \frac{3}{8}(x^4 + y^4) + \frac{3}{4}x^2y^2 \right]. \quad (20)$$

РЕШЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ЗАДАЧИ ДИРИХЛЕ

Покажем, как с помощью интегральных решений можно построить решение внутренней задачи Дирихле в общем виде.

Найдем решение уравнения Лапласа (2) в форме ряда

$$U(x, y, z) = U_0(x, y) + z^2 U_2(x, y) + \dots = \sum_{k=0}^{\infty} z^{2k} U_{2k}(x, y), \quad (21)$$

где

$$U_{2k}(x, y) = \frac{1}{2k!} \frac{\partial^{2k} U}{\partial z^{2k}} \Big|_{z=0}. \quad (22)$$

В качестве функции потенциала $U(x, y, z)$ выберем интегральное решение (1), в котором для удобства представим подынтегральную функцию как $f(jz + x \cos \alpha + y \sin \alpha)$. В этом случае вместо выражения (21) можно записать

$$U(x, y, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k z^{2k}}{2k!} \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial^{2k} f}{\partial W^{2k}} \Big|_{z=0} d\alpha \right), \quad (23)$$

где $W = jz + x \cos \alpha + y \sin \alpha$. Учитывая, что

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial^{2k} f}{\partial W^{2k}} \Big|_{z=0} d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial^{2k} f}{\partial W_1^{2k}} d\alpha = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)^k (U_0) = L_1^k(U_0), \quad (24)$$

где $W_1 = x \cos \alpha + y \sin \alpha$;

$U_0(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(W_1) d\alpha$ — распределение потенциала на плоскости x, y ;

$L_1^k(U_0)$ — оператор $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ в степени k от функции U_0 , который определяется как $L_1^0(U_0) = U_0$, $L_1^k(U_0) = L_1[L_1^{k-1}(U_0)]$, получим

$$U(x, y, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k z^{2k}}{2k!} L_1^k(U_0). \quad (25)$$

Выражение (25) решает задачу аналитического продолжения потенциала с плоскости x, y .

Проинтегрируем уравнение Лапласа (2) дважды по координате z

$$\int_0^F \int_0^z \Delta U dz dz = 0, \quad (26)$$

где $z = F(x, y)$ — уравнение границы области определения поля. Находим

$$-\int_0^F \int_0^z \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) dz dz + U_0 + \frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z=0} \cdot F = U[F(x, y), x, y] = \dot{U}, \quad (27)$$

где $\dot{U}(x, y)$ — значение потенциала на границе. Учитывая, что

$$\frac{\partial U}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0; \quad (28)$$

$$\int_0^F \int_0^z \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) dz dz = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k F^{2k+2}}{2k+2!} L_1^{(k+1)}(U_0) = L(U_0) - \quad (29)$$

— дифференциальный оператор, запишем уравнение (27) как

$$-L(U_0) + U_0 = \dot{U}. \quad (30)$$

Решение уравнения (30) представим в виде сходящегося функционального ряда [4, 5]

$$U_0 = \dot{U} + L\dot{U} + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} L^n \dot{U}. \quad (31)$$

Выражение (31) позволяет по известной форме границы области и значениям потенциала на ней находить сравнительно просто распределение потенциала на плоскости x, y , не рассчитывая поле во всей области его существования, что очень важно, например при расчете заземляющих устройств в энергетике.

Подставляя формулу (31) в выражение (25), получим общее решение внутренней задачи Дирихле

$$U(x, y, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k z^{2k}}{2k!} L_1^k \left(\sum_{n=0}^{\infty} L^n \dot{U} \right). \quad (32)$$

ПРИМЕР

Требуется найти распределение потенциала на плоскости $z=0$ внутри трехосного эллипсоида с полуосями a, b, c , если потенциал на его поверхности равен

$$\dot{U}(x, y) = U_1 + Mx^2 + Ny^2,$$

где $U_1 = \text{const}$, $M = \text{const}$, $N = \text{const}$.

Для решения задачи воспользуемся формулами (29), (31). Имеем

$$F(x, y) = \pm \frac{c}{ab} \sqrt{a^2 b^2 - x^2 b^2 - a^2 y^2}, \\ L\dot{U} = \frac{c^2(a^2 b^2 - b^2 x^2 - a^2 y^2)}{a^2 b^2} (M + N), \\ L^2 \dot{U} = \frac{c^2(a^2 b^2 - b^2 x^2 - a^2 y^2)}{a^2 b^2} (M + N) \frac{-c^2(a^2 + b^2)}{a^2 b^2}, \\ \vdots$$

$$L^n U = \frac{c^2(a^2b^2 - b^2x^2 - a^2y^2)}{a^2b^2} (M + N) \left[\frac{-c^2(a^2 + b^2)}{a^2b^2} \right]^{n-1}.$$

Суммируя члены ряда (31), получим

$$U_0(x, y) = U_1 + Mx^2 + Ny^2 + (M + N) \frac{c^2(a^2b^2 - b^2x^2 - a^2y^2)}{a^2b^2 + c^2(a^2 + b^2)}$$

$$\text{при } \frac{c^2}{a^2} + \frac{c^2}{b^2} < 1.$$

В правильности полученного решения можно убедиться, подставив его в формулу (25) с учетом выражения границы области.

ВЫВОДЫ

1. Предложен ряд новых трехмерных интегральных решений уравнения Лапласа, сформулированы их основные свойства.
2. Выведены некоторые новые выражения потенциала.
3. Показано применение интегральных решений для построения решения внутренней задачи Дирихле в общем виде.

Фрунзенский политехнический институт

Поступила в редакцию
6/VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М., ИЛ, 1958.
2. Шимони К. Теоретическая электротехника. М., 1964.
3. Грач И. М. Применение интегральных решений для расчета потенциальных полей.— ИВУЗ СССР. Электромеханика, 1975, № 10.
4. Канторович Л. В., Акилов Г. П. Функциональный анализ. М., Наука, 1977.
5. Грач И. М. Метод расчета распределения потенциала и нормальной составляющей напряженности поля на плоскости.— ИВУЗ СССР, Энергетика, 1978, № 4.

В настоящем номере журнала продолжается публикация материалов VIII Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы, состоявшейся 2—4 июля 1980 г. в г. Новосибирске.

УДК 537.527

Б. А. УРЮКОВ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

ОБЗОР

В существующих математических моделях турбулентных электрических дуг явно или неявно принимаются следующие важные допущения: во-первых, коэффициенты корреляции пульсаций электрических параметров $\overline{\sigma'E'}/\sigma E$, E'^2/E^2 малы, и поэтому джоулево тепловыделение в дуге определяется только средними значениями проводимости и напряженности электрического поля; во-вторых, за турбулентный теплоперенос отвечают только пульсации газодинамических параметров, и поэтому турбулентный тепловой поток записывается $q_T = -(\overline{\rho v})'h' = \rho l l_T \left| \frac{\partial u}{\partial r} \frac{\partial h}{\partial r} \right|$. Расчеты, основанные на этих допущениях [1—5], дают неплохие результаты для таких тяжелых газов, как воздух.

В подтверждение правильности такого подхода можно привести работу [6], в которой были измерены пульсации столба дуги в турбулентном воздушном потоке и затем сопоставлены с соответствующими характеристиками турбулентности в потоке без дуги. В пределах погрешности измерений оказалось, что пульсации дуги определяются пульсациями потока газа, и, следовательно, электрическая дуга ведет себя в турбулентном воздушном потоке как пассивная субстанция.

Возможность распространения этого вывода на другие газы, например водород и гелий, не очевидна. С особенностями поведения дуги в этих газах пришлось столкнуться еще при расчетах ламинарных дуг [7]. Если для таких газов, как воздух и аргон, расчеты по различным ламинарным моделям давали хорошие результаты, то для гелия и водорода наблюдались большие отклонения от экспериментальных данных, которые нельзя было объяснить погрешностями в знании их теплофизических свойств. Было высказано предположение о том, что эти отклонения могут определяться неустойчивостью дуги.

Аналогичная ситуация возникла и при сопоставлении расчетных и экспериментальных данных в турбулентных электродуговых потоках. В Институте теплофизики СО АН СССР проделана большая работа по измерению электрофизических характеристик дуги в турбулентных установившихся воздушных потоках. При анализе этих данных оказалось, что хорошее соответствие с ними имеет так называемая модель каналовой турбулентной дуги [8].

Существо данной модели заключается в следующем. Известно, что турбулентный поток в канале имеет, по крайней мере, две характерные области — турбулентное ядро и ламинарный подслой. В турбулентном ядре перенос осуществляется за счет перемещения вихревых образований, а в ламинарном подслое — за счет движения молекул, поэтому тепловое

сопротивление ламинарного подслоя больше, чем у ядра. Это позволяет считать, что проникновение дуги, свойства которой определяются в основном термическими эффектами, в ламинарный подслой затруднено, и граница ламинарного подслоя может служить границей. Вместе с тем при интенсивной турбулентности градиент температуры и скорости в ядре потока невелик.

На основе этих положений и была предложена модель каналовой турбулентной дуги, аналогичная (в определенной мере) известной каналовой модели безрасходной дуги Штеенбека: градиенты скорости и температуры в ядре потока были приняты равными нулю, а в ламинарном подслое — постоянными. Важное отличие от модели Штеенбека заключается в том, что толщина ламинарного подслоя (в данном случае — бестоковой области) определяется известным критерием его устойчивости [9], а в модели Штеенбека толщина бестоковой области находится из условия минимума напряженности электрического поля. В результате получаются простые и удобные для расчета соотношения

$$\text{Re} \frac{\delta}{R} = \frac{2\eta_* \bar{\mu} A}{\bar{S} - \bar{S}_w}, \quad (1)$$

$$\frac{\alpha}{\sqrt{\text{Re}}} = \frac{\bar{S} - \bar{S}_w}{\eta_* \bar{\mu}} \sqrt{\frac{\bar{\sigma}}{A}}, \quad (2)$$

$$\frac{\beta}{\sqrt{\text{Re}}} = \frac{\bar{S} - \bar{S}_w}{\eta_* \bar{\mu}} \frac{1}{\sqrt{A \bar{\sigma}}}, \quad (3)$$

где δ — толщина ламинарного подслоя; $\alpha = 2I/\pi D \sqrt{S_1 \sigma_0}$; $\beta = \frac{1}{2} ED \sqrt{\sigma_0/S}$;

$$\bar{S} = S/S_1; \bar{\sigma} = \sigma/\sigma_0; \bar{\mu} = \mu/\mu_1; \text{Re} = \rho_1 U_1 D/\mu_1; \eta_* = \delta \sqrt{\tau_w \rho}/\mu = 11,5$$

— критерий устойчивости ламинарного подслоя; индексом 1 отмечены параметры на входе в канал; индексом w — на стенке; σ_0 — базисное значение электропроводности; $S = \int_0^r \lambda dT$; $A = \int_{\bar{S}_w}^{\bar{S}} d\bar{S}/\bar{\mu}$.

$$\text{Из (2), (3) видно, что вольт-амперная характеристика турбулентной дуги должна иметь вид } \frac{ED}{\sqrt{\text{Re}}} = f\left(\frac{I}{D\sqrt{\text{Re}}}\right).$$

Это подтверждается упомянутыми выше измерениями (рис. 1). Однако попытка применения этой модели к дуге в водороде привела к неудаче, как и в ламинарном случае.

Продолжая речь о возможных упрощенных моделях расчета турбулентных дуг, следует упомянуть о возможностях, которые предоставляет в этом смысле теория предельных законов трения и теплообмена Кутателадзе — Леонтьева [9—11]. Основная идея этой теории заключается в том, что соответствующая запись выражений для напряжения трения и теплового потока в турбулентном пограничном слое позволяет асимптотически отделить, например, влияние числа Рейнольдса на коэффициент трения от других факторов, таких, как температура стенки, число M , параметр вдува и др. При этом основное воздействие числа Рейнольдса описывается закономерностями, соответствующими пограничному слою в несжимаемой жидкости или в изотермическом газовом потоке, а функции других параметров находятся асимптотически при $\text{Re} \rightarrow \infty$. Это позволяет избежать необходимости введения в теорию эмпирических коэффициентов и зависимостей.

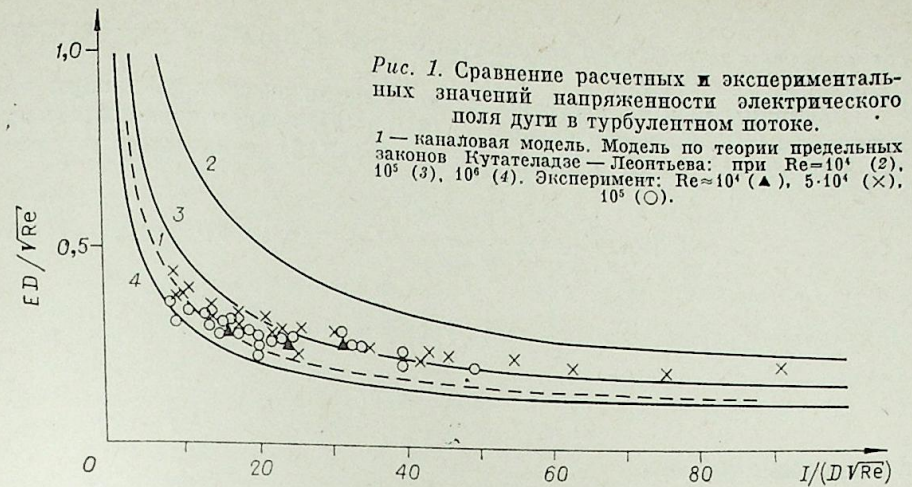


Рис. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных значений напряженности электрического поля дуги в турбулентном потоке. 1 — каналовая модель. Модель по теории предельных законов Кутателадзе — Леонтьева: при $\text{Re} = 10^4$ (2), 10^5 (3), 10^6 (4). Эксперимент: $\text{Re} \approx 10^4$ (▲), $5 \cdot 10^4$ (×), 10^5 (○).

В установившемся турбулентном потоке в цилиндрическом канале уравнения движения энергии записываются следующим образом:

$$\frac{r}{R} \tau_w = \rho l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2, \quad (4)$$

$$\frac{E^2}{r} \int_0^r \sigma r dr = \rho \frac{l^2}{\text{Pr}_T} \frac{\partial u}{\partial r} \cdot \frac{\partial h}{\partial r}. \quad (5)$$

Перепишем эти уравнения в таком виде

$$\sqrt{\rho} \frac{\partial u}{\partial r} = - \sqrt{\frac{r}{R} \tau_w} \frac{1}{l}, \quad (6)$$

$$\sqrt{\rho} \frac{\partial h}{\partial r} = - \frac{E^2 \bar{\sigma}}{2} \sqrt{\frac{Rr}{\tau_w} \frac{\text{Pr}_T}{l}}, \quad (7)$$

где $\bar{\sigma}(r) = \frac{2}{r^2} \int_0^r \sigma r dr$ — среднее значение проводимости в сечении радиуса r .

Заметим, что в изотермическом дозвуковом потоке или в потоке несжимаемой жидкости (введем индекс 0) уравнение (6) имеет вид

$$\frac{\partial u_0}{\partial r} = - \sqrt{\frac{r}{R} \tau_w} \frac{1}{l_0 \sqrt{\rho_1}}, \quad (8)$$

следовательно,

$$\int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{r}{R}} \cdot \frac{dr}{l_0} = \frac{\sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\tau_w}} [u_0(r_1) - u_0(r_2)], \quad (9)$$

где r_1 и r_2 — произвольные значения r . Если предположить, что $l = l_0$, то, интегрируя (6) поперек турбулентного ядра и сравнивая результат с (9), получаем

$$\frac{1}{\sqrt{\tau_w}} \int_{u_{01}}^{u_m} \sqrt{\rho} du = \frac{\sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\tau_w}} (u_{0m} - u_{01}), \quad (10)$$

где индексом m отмечены параметры на оси, а индексом l — на границе ламинарного подслоя.

Величины u_0 и τ_{w0} известны, поэтому легко рассчитать правую часть уравнения (10). Разделив уравнение (6) на (7), найдем зависимость между u и h , т. е. таким образом, уравнение (10) запишется в виде

$$\int_{h_l}^{h_m} \sqrt{\rho} \frac{dh}{\sigma(r)} = \frac{1}{2} \frac{\text{Pr}_T E^2 R}{\sqrt{\tau_w \tau_{w0}}} (u_{0m} - u_{0l}) \sqrt{\rho_1}. \quad (11)$$

Полученное уравнение дополняется уравнениями закона Ома

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma r dr \quad (12)$$

и сохранения расхода

$$\rho_1 u_1 R^2 = 2 \int_0^R \rho u r dr. \quad (13)$$

Далее, следуя теории Кутателадзе — Леонтьева, в полученных уравнениях устремляем $\text{Re} \rightarrow \infty$, не затрагивая при этом τ_{w0} . В результате $u_{0l}, u_l \rightarrow 0$; $u_{0m} \rightarrow u_1$; $r_l \rightarrow R$; $h_l \rightarrow h_w$. Кроме того, основываясь на численных расчетах [1, 2], в которых показано, что при достаточно больших h_m профиль энтальпии может быть описан простой функцией радиуса, принимаем простейшую зависимость $\frac{h - h_w}{h_m - h_w} = 1 - \frac{r^2}{R^2}$, которая позволя-

ет перейти в уравнениях (12), (13) от интегрирования по радиусу к интегрированию по энтальпии. В результате получают зависимости для определения коэффициента трения и напряженности электрического поля

$$\Psi = \sqrt{\frac{c_f}{c_{f0}}} = \bar{h}_m^{n/2} \frac{\int_{\vartheta_w}^1 d\vartheta / \vartheta^{n/2} f}{\int_{\vartheta_w}^1 \vartheta^{-n} \left(\int_{\vartheta_w}^{\vartheta} d\vartheta / f \right) d\vartheta}, \quad (14)$$

$$\frac{\beta'}{\sqrt{\text{Re}}} = \sqrt{\frac{\bar{h}_m c_{f0} \text{Pr}}{\sigma_m 2 \text{Pr}_T}} \frac{\int_{\vartheta_w}^1 d\vartheta / \vartheta^{n/2} f}{\sqrt{\int_{\vartheta_w}^1 \vartheta^{-n} \left(\int_{\vartheta_w}^{\vartheta} d\vartheta / f \right) d\vartheta}}, \quad (15)$$

$$\frac{\alpha'}{\beta'} = \left(\int_{\vartheta_w}^1 \bar{\sigma} d\vartheta \right) / (1 - \vartheta_w), \quad (16)$$

где

$$\vartheta = h/h_m; \quad \alpha' = (I/\pi R) \sqrt{c_{p1}/\sigma_0 \lambda_1 h_1}; \quad \beta' = ER \sqrt{\sigma_0 c_{p1}/\lambda_1 h_1}; \quad c_f = 2\tau_w/\rho_1 u_1^2;$$

$$f = \left(\int_{\vartheta}^1 \frac{\bar{\sigma}}{\sigma_m} d\vartheta \right) / (1 - \vartheta).$$

В преобразовании использовалась зависимость $\frac{\rho}{\rho_1} = \bar{h}^{-n}$. Из (9), (16) следует, что зависимость E от I несколько отличается от аналогичной

зависимости в каналовой модели, а именно

$$\frac{ED}{\sqrt{\text{Re } c_{f0}}} = f \left(\frac{I}{D \sqrt{\text{Re } c_{f0}}} \right). \quad (17)$$

Расчеты по полученным «предельным» уравнениям также показаны на рис. 1, причем коэффициент c_{f0} определялся по формуле Блазиуса [12] $\frac{c_{f0}}{2} = 0,04 \text{Re}^{-0,25}$.

Видно, что как каналовая модель, так и предельная отражают экспериментальные значения напряженности электрического поля примерно с одинаковой точностью.

Введение поправок на конечное значение числа Re , аналогичных поправкам в предельных законах трения и теплообмена, может улучшить согласие предельной теории и эксперимента.

Описанные модели турбулентной дуги никак не учитывали возможной собственной неустойчивости дугового столба и ее влияния на характеристики потока.

Предположим, что существует некоторый критерий, обозначим его через Mk , который отражает неустойчивость электрической дуги, а именно: при $\text{Mk} < \text{Mk}_{кр}$ дуга устойчива; $\text{Mk} = \text{Mk}_{кр}$ есть граница устойчивости, а при $\text{Mk} > \text{Mk}_{кр}$ дуга становится неустойчивой. Если Mk намного превышает критическое значение, то для описания потоков, например тепла, определяемого пульсациями параметров дуги, можно воспользоваться так называемым квазилинейным методом, в рамках которого компоненты корреляционных функций вычисляются из теории линейной неустойчивости. При Mk , намного превышающем $\text{Mk}_{кр}$, можно применить метод, в определенной мере аналогичный подходу Прандтля, использованному для описания гидродинамической турбулентности. В этом случае вводится некоторый линейный масштаб типа «пути смещения», отражающий длину, на которую перемещаются конвекционные образования, появляющиеся в плазме неустойчивой электрической дуги от своего возникновения до разрушения.

При этом, очевидно, на общем фоне будут выделяться и оказывать наибольшее влияние на дополнительные (МГД турбулентные) потоки возмущения, обладающие максимальным инкрементом нарастания $\gamma \sim \gamma_{\max}$. Пусть, например, ищется корреляция вида $v'h'$. В соответствии со сказанным пульсацию скорости можно найти из оценки $\gamma h' \sim \gamma l (\partial h / \partial r)$, со сказанным пульсацию энтальпии можно определить как $h' \sim l (\partial h / \partial r)$, а пульсацию скорости можно найти из оценки $\gamma h' \sim \gamma l (\partial h / \partial r) \sim v' (\partial h / \partial r)$. В результате можно записать

$$\overline{v'h'} = -\gamma_{\max} l^2 \frac{\partial h}{\partial r}. \quad (18)$$

Такие подходы использовались при изучении турбулентности разреженной и высокотемпературной плазмы [13].

Таким образом, для описания турбулентности, необходимо решить задачу об устойчивости дуги. Известен ряд работ, посвященных изучению устойчивости дуг и дуговой плазмы [14—17]. Во всех этих исследованиях тем или иным способом решаются сложные задачи нахождения собственных функций. Существует, однако, метод, позволяющий свести эту задачу к решению дисперсионного (алгебраического) уравнения — так называемый квазиклассический метод [18]. Сущность его заключается в том, что пространственные изменения параметров изучаемого объекта в стационарном состоянии предполагаются незначительными на протяжении длины волны возмущения, как, например, при изучении распространения волн. В то же время среда не считается полностью однородной, поскольку в уравнениях оставляются члены типа $\kappa = -\partial \ln A / \partial x$, где A —

какое-либо свойство среды, x — направление его основного изменения (уменьшения), причем считается, что κ — слабоменяющаяся функция x . Таким образом, масштаб неоднородности имеет порядок $1/\kappa$. Ясно, что этот метод вполне применим, когда рассматриваются коротковолновые в направлении x возмущения, но он дает правильные качественные результаты и при возмущениях порядка $1/\kappa$. Итак, если исследуется неустойчивость, например цилиндрически симметричного (в стационарном состоянии) объекта, то в прямом методе возмущение некоторой величины f ищется в виде $f'_k = f'_{k0}(r) \exp[i(-\omega t + m\varphi + k_z z)]$.

Предполагая, что $\kappa = \text{const}$, вводя Фурье-представление для амплитуды $f'_0(r)$ и полагая, что длины волны в нем малы по сравнению с $1/\kappa$, можно записать единичное возмущение в виде простой волны

$$f'_k = f'_{k0} \exp[i(-\omega t + kr)]. \quad (19)$$

Уравнения, определяющие состояние электродугового разряда, это — уравнения Максвелла, закон Ома, уравнение состояния и уравнения гидромеханики сплошной среды. Из уравнений Максвелла и закона Ома

$$\mu_e \vec{j} = \text{rot } \vec{B}, \quad (20)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (21)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (22)$$

в предположении о том, что магнитная вязкость $\nu_m = (\mu_e \sigma)^{-1}$ велика, можно найти выражения, связывающие пульсации электромагнитных параметров плазмы и электропроводности:

$$\vec{E}' = -\frac{\vec{k}}{k^2} (\vec{k} \vec{E}) \frac{\sigma'}{\sigma}, \quad (23)$$

$$\vec{B}' = 0, \quad (24)$$

$$\vec{j}' = \left(\vec{j} - \frac{\vec{k} (\vec{k} \vec{j})}{k^2} \right) \frac{\sigma'}{\sigma}, \quad (25)$$

где штрихом отмечены пульсации соответствующих параметров.

Уравнения гидромеханики и состояния возьмем в следующей форме:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \text{div } \vec{V} + \vec{V} \text{grad } \rho = 0, \quad (26)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \nabla) \vec{V} = \vec{j} \times \vec{B} - \text{grad } p + \mu \Delta \vec{V}, \quad (27)$$

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \vec{V} \text{drad } h = \vec{j} \vec{E} + \frac{\lambda}{c_p} \Delta h - \varepsilon, \quad (28)$$

$$p = \frac{k_0 - 1}{k_0} \rho h, \quad (k_0 = c_p/c_v = \text{const}). \quad (29)$$

Плотность потока излучения ε считается функцией p и h . Предполагается, что в стационарном состоянии давление постоянно, скорость $\vec{V} = 0$. В соответствии с квазиклассическим приближением, при линеаризации в уравнениях неразрывности и энергии оставляются члены вида $\kappa = -\text{grad } \ln h = \text{grad } \ln \rho$. Принимая возмущения в виде (19), в резуль-

тате относительно простых выкладок, находим дисперсионное уравнение

$$\Omega_\tau = \frac{1}{\Omega} \left\{ \frac{(\vec{\kappa} \vec{k}) i a_\tau^2}{\Omega \omega + a_\tau^2 (ik^2 + \vec{\kappa} \vec{k}) i} \left[(\vec{i} \vec{k} + \vec{\kappa}) \frac{(\vec{j} \times \vec{B})'}{\rho} \right] - \frac{h}{h'} \left[\vec{\kappa} \frac{(\vec{j} \times \vec{B})'}{\rho} \right] \right\} + \frac{i}{\rho} \left[\frac{1}{h'} (\vec{j} \vec{E})' - \frac{\partial \varepsilon}{\partial h} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \frac{p'}{h'} \right], \quad (30)$$

где $\Omega = \omega + i\nu k^2$; $\Omega_\tau = \omega + i\nu_\tau k^2$; $\nu = \mu/\rho$; $\nu_\tau = \lambda/\rho c_p$; $a_\tau^2 = p/\rho$ — изотермическая скорость звука.

$$\frac{p'}{h'} \cdot \frac{h}{p} = \frac{\omega \Omega + \frac{h}{h'} \left[(\vec{\kappa} + i\vec{k}) \frac{(\vec{j} \times \vec{B})'}{\rho} \right]}{\omega \Omega + i a_\tau^2 (ik^2 + \vec{\kappa} \vec{k})}. \quad (31)$$

Выражения для $(\vec{j} \vec{E})'$ и $(\vec{j} \times \vec{B})'$ определяются уравнениями (23)–(25), а σ' и h' можно связать соотношением

$$\sigma' \approx \frac{\partial \sigma}{\partial h} h'. \quad (32)$$

Левая часть уравнения (30) определяется теплоотводом за счет теплопроводности, первый член в правой части — конвекцией, в том числе и электромагнитной, второй член определяется джоулевым тепловыделением и излучением. Дисперсионное уравнение (30) справедливо во всех случаях горения дуги (в рамках квазиклассического приближения), а конкретный случай дуги в длинном канале характеризуется условиями: $\vec{E} = \{0, 0, E_z\}$; $\vec{j} = \{0, 0, j_z\}$; $\vec{B} = \{0, B_\varphi, B_z\}$; $\vec{\kappa} = \{\kappa_r, 0, 0\}$, где B_φ — собственное магнитное поле, B_z — внешнее магнитное поле.

При исследовании неустойчивости плазмы различают два ее вида (см., например, [17]) — перегревную и силовую. Первая определяется только нарушением равновесия между тепловыделением и теплоотводом (см. также [19]), вторая — только воздействием электромагнитных и других сил.

Можно показать, что область перегревной неустойчивости определяется неравенством $\frac{j_z E_z c_p N}{\lambda h \pi^2 \kappa_r^2} > 1$; $N = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln h}$.

Здесь не учтено излучение и предполагается, что минимальное значение $k_{r \text{ min}} = \pi \kappa_r$, т. е. максимальная длина радиальной волны отвечает удвоенному радиальному размеру неоднородности. Инкремент нарастания перегревной неустойчивости имеет порядок

$$\gamma_{\text{max}} \approx \frac{j_z E_z N}{\rho h}. \quad (33)$$

На рис. 2 показана область перегревной неустойчивости в водороде и воздухе по осевой температуре в виде $P = f(T)$, где $P = \frac{\kappa_r^2 \lambda h \sigma}{j_z^2 c_p N}$.

Там же показана зависимость $I/R = f(T)$, которая рассчитана на основе интегральной модели цилиндрической дуги [20], показавшей хорошее соответствие с экспериментальными данными для воздуха и аргона. Видно, что область неустойчивости распространяется вплоть до температур, порядка $(13 \div 15) \times 10^3 \text{ K}$. Одновременно с развитием перегревной неустойчивости в дуге могут возникнуть силовые неустойчивости, и если

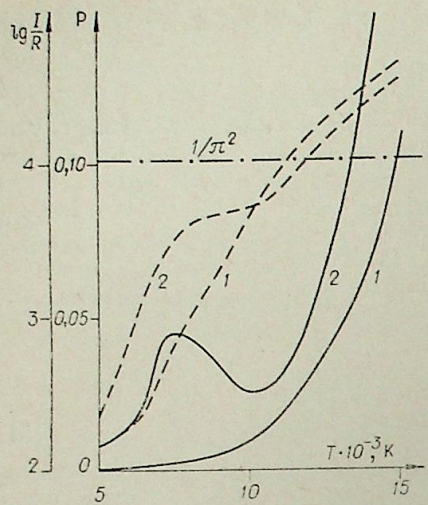


Рис. 2. Область перегретой неустойчивости.

— зависимость $P=f(T)$; --- зависимость $I/R=f(T)$; 1 — водород; 2 — воздух.

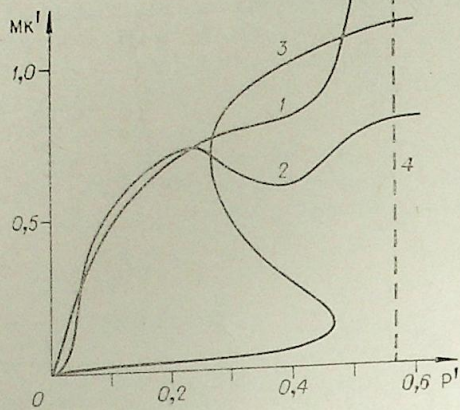


Рис. 3. Зависимости для определения области винтовой неустойчивости.

1 — $Mk'_{кр}$; 2 — Mk' , водород, $R=5$ мм; 3 — Mk' , воздух, $R=6$ мм; 4 — точка где $Mk'_{кр} \rightarrow \infty$.

их инкремент нарастания больше, то перегретая неустойчивость не успевает развиваться, т. е. перегретая неустойчивость может служить начальным толчком к появлению силовых возмущений.

Экспериментальные наблюдения показывают, что дуга подвергается разнообразным неустойчивостям: типа бочек (перетяжек) [20], жгутования [20] и винтов [24, 22]. По-видимому, наибольшим воздействием на суммарные характеристики дуги обладает винтовая неустойчивость. Инкременты нарастания силовых неустойчивостей можно оценить, если в общем дисперсионном уравнении (30) отбросить члены, определяющие термические возмущения. Для винтовой неустойчивости при $m=1$ в отсутствие внешнего магнитного поля инкремент нарастания определяется соотношением

$$\gamma_{\max}^2 \approx \frac{N}{2\pi} \cdot \frac{\kappa_r j_z B_\phi}{\rho}, \quad (34)$$

что отвечает результату работы [46].

Если внешнее магнитное поле достаточно велико, но $B_z \ll \kappa_r p / (j_z N)$, то $\gamma_{\max}^2 \approx \frac{N}{2\pi} \cdot \frac{k_z j_z B_z}{\rho}$, что соответствует [45].

Если внешнее магнитное поле значительно превышает собственное, то инкремент нарастания определяется звуковыми возмущениями

$$\gamma_{\max} \approx \frac{\pi^2}{2N} \cdot \frac{k^3 a_T^2 \rho}{j_z B_z k_z}.$$

Наконец, если собственное магнитное поле очень велико, так что $B_\phi \gg \kappa_r p / (j_z N)$, то определяющими являются такие звуковые возмущения

$$\gamma_{\max} \approx \frac{\pi^2}{2N} \cdot \frac{k^3 a_T^2 \rho}{j_z B_\phi \kappa_r} (\pi^2 + 1)^{3/2}.$$

Для нахождения областей существования неустойчивостей исследовалось общее дисперсионное уравнение, причем в целях упрощения рассматривались предельные случаи высокочастотных ($\omega^2 \gg k^2 a_T^2$) низкочастотных ($\omega^2 \ll k^2 a_T^2$) возмущений. В высокочастотном пределе уравнение (30) переходит в уравнение перегретой неустойчивости, а в низкочастотном пределе удается достаточно просто определить искомые области.

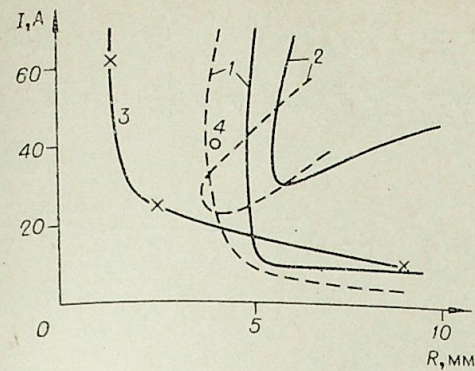


Рис. 4. Границы винтовой неустойчивости.

— $m=1$; --- $m=2$. Расчет в квазиклассическом приближении: 1 — водород; 2 — воздух. Эксперимент: 3 — водород; 4 — азот.

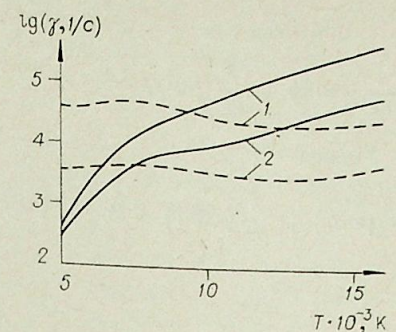


Рис. 5. Инкременты нарастания неустойчивостей.

— винтовая неустойчивость; --- перегретая неустойчивость; $R=5$ мм; 1 — водород; 2 — воздух.

На рис. 3 показана расчетная граница винтовой ($m=1$) неустойчивости в виде зависимости критического значения комплекса $Mk'_{кр} = \frac{1}{\pi^2 + 1} \cdot \frac{\sigma B_\phi \rho h}{j_z \mu \kappa_r}$ от $P' = (\pi^2 + 1)P$. Сопоставляя эту кривую с зависимостями $Mk' = f(P')$, полученными из расчета стационарного состояния, можно найти критические значения параметров дуги: силу тока, мощность для разных радиусов канала.

На рис. 3 показаны функции $Mk' = f(P')$ для водорода при $R=5$ мм и воздуха при $R=6$ мм (отметим, что $Mk' \sim R^2$). Видно, что область винтовой неустойчивости ограничена по току как снизу, так и сверху (P в основном увеличивается с ростом тока). Внешнее магнитное поле уменьшает $Mk'_{кр}$, как $(1 + f_c(P') B_z / B_\phi)^{-1}$, где $f_c(P')$ падает с ростом P' . Интересно также отметить, что на границе и внутри области неустойчивости фазовая скорость винтового возмущения отлична от нуля.

Границы винтовой неустойчивости при $m=1$ и 2 для водорода и воздуха показаны в виде зависимости $I = f(R)$ на рис. 4. Поскольку, как доказывает исследование, максимальные инкременты нарастания возмущений обычно имеют место при максимальной длине радиальной волны, когда условие применимости квазиклассического приближения $\lambda_r \ll 1/\kappa_r$ не выполняется, то такие тонкие исследования, как расчеты границы устойчивости, могут иметь лишь качественное согласие с экспериментом, что хорошо видно на рис. 4, где приведены экспериментальные данные работ [14, 22].

На рис. 5 показано сравнение максимальных инкрементов нарастания возмущений для перегретой γ_π (33) и винтовой γ_ν (34) при $m=1$ неустойчивостей в зависимости от осевой температуры дуги для $R=5$ мм. Видно, что при относительно невысоких температурах перегретая неустойчивость нарастает быстрее винтовой, но в области возникновения винтовой неустойчивости соотношение инкрементов становится обратным. Поскольку $\gamma_\pi \sim 1/R^2$, а $\gamma_\nu \sim 1/R$, то с ростом R различие между γ_ν и γ_π увеличивается. Следует также отметить, что инкременты нарастания возмущений в водороде примерно на порядок выше, чем в воздухе.

Рассмотрим теперь задачу о расчете потоков, возникающих при потере устойчивости дуги. Осредненные уравнения, описывающие поведение осесимметричной дуги в потоке, можно записать в следующем виде (осреднение корреляций отмечается чертой):

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho v r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u r) = 0, \quad (35)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \overline{j'_\phi B'_z} - \overline{j'_z B'_\phi} - j_z B_\phi, \quad (36)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho v r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u^2 r) = -r \frac{\partial p}{\partial z} + r (\overline{j'_r B'_\phi} - \overline{j'_\phi B'_r}) + \frac{\partial}{\partial r} r \left(\mu \frac{\partial u}{\partial r} - \overline{\rho v' u'} \right), \quad (37)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho v h r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u h r) = r \sigma E_z^2 \left(1 + \frac{\overline{E_z'^2}}{E_z^2} + 2 \frac{\overline{\sigma' E_z'}}{\sigma E_z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} - \overline{\rho v' h'} \right), \quad (38)$$

$$j_z = \sigma E_z \left(1 + \frac{\overline{\sigma' E_z'}}{\sigma E_z} \right). \quad (39)$$

Если магнитную вязкость считать большой величиной, то корреляции $\overline{j'_z B'_\phi} \approx 0$. Корреляции $\overline{\sigma' E_z'}$ и $\overline{E_z'^2}$ можно оценить на основе квазилинейного метода, подставив в них выражение для E_z' из (23) и осреднив по углам, считая пульсации изотропными. В результате получим

$$\frac{\overline{E_z'^2}}{E_z^2} + 2 \frac{\overline{\sigma' E_z'}}{\sigma E_z} \approx -\frac{1}{3} \frac{\overline{\sigma'^2}}{\sigma^2}, \quad (40)$$

$$\frac{\overline{\sigma' E_z'}}{\sigma E_z} \approx -\frac{1}{3} \frac{\overline{\sigma'^2}}{\sigma^2}. \quad (41)$$

Далее, используя (32) и вводя в турбулентном случае длину пути смещения, найдем

$$\frac{1}{3} \frac{\overline{\sigma'^2}}{\sigma^2} \approx \frac{N^2}{3} \left(\frac{l}{h} \cdot \frac{\partial h}{\partial r} \right)^2. \quad (42)$$

Оценки показывают, что поправка (42) максимальна на границе дуги и составляет не более 10%, так что в первом приближении ею можно пренебречь.

Рассматривая напряжение трения и тепловые потоки, необходимо учитывать следующие обстоятельства. Известно, что потеря устойчивости сама по себе не всегда приводит сразу к возникновению турбулентности. Так, например, критическое число Рейнольдса неустойчивости пограничного слоя на плоской пластинке равно $Re_{кр} = (u_\infty \delta^* / \nu) = 420$, где δ^* — толщина вытеснения, а переход к турбулентному течению происходит при $Re = 950$ [12]. В промежутке между ними наблюдаются синусоидальные пульсации параметров потока, спектр которых расширяется с ростом Re . То же следует допустить и в случае неустойчивости дуги, тем более что винтовая неустойчивость приводит к образованию новой устойчивой винтовой формы дуги. Таким образом, при малом превышении M_k над $M_{k,кр}$ дополнительные потоки определяются ламинарной МГД конвекцией, возникающей вследствие изменения формы дугового столба. По-видимому, даже в гидродинамически турбулентном потоке при не слишком большой интенсивности турбулентности следует считать МГД конвекцию ламинарной. Для ее расчета можно либо решать задачу о стационарной винтовой дуге, либо применять определенные упрощенные подходы, аналогичные тем, которые использовались в исследованиях разреженной плазмы [13].

В том случае, когда $M_k - M_{k,кр}$ велико, причем эта граница еще требует своего экспериментального определения, происходит достаточно сильная хаотизация пульсаций параметров дуги и МГД конвекция ста-

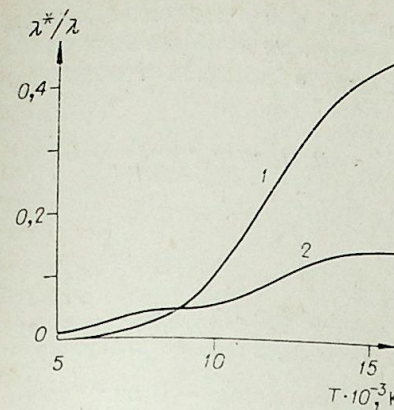


Рис. 6. Оценка отношения МГД турбулентной и молекулярной теплопроводностей. 1 — водород; 2 — воздух; $R = 5$ мм.

новится турбулентной. Таким образом, дуга может быть турбулентной как в гидродинамически ламинарном, так и в турбулентном потоке.

Другое обстоятельство связано с так называемой «сносовой» устойчивостью. Поскольку для нарастания возмущений требуется время порядка $1/\gamma$, то в движущемся потоке состояние развитой неустойчивости может достигаться вне канала, и, таким образом, неустойчивость не успевает сказаться на интегральных свойствах потока. Как видно из рис. 5 при прочих равных условиях воздух обладает на порядок большей «сносовой» устойчивостью, нежели водород, что необходимо учитывать в конкретных расчетах.

Учитывая оценку (18) и выражение (34) для γ_{max} при винтовой неустойчивости в отсутствие магнитного поля, а также предполагая, что в турбулентном потоке $u' \sim v'$, для МГД турбулентных величин напряжения трения и теплового потока можно получить соотношения

$$\tau = \overline{\rho v' u'} \approx -l^2 \frac{N}{4\pi} \cdot \frac{j_z^2 \mu_e r}{h} \cdot \frac{\partial h}{\partial r}, \quad (43)$$

$$q = \overline{\rho v' h'} \approx -\frac{\lambda^*}{c_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial r}, \quad (44)$$

где

$$\lambda^* = \rho c_p l^2 \sqrt{\frac{N}{4\pi} \cdot \frac{j_z^2 \mu_e r}{h} \left| \frac{\partial h}{\partial r} \right|}. \quad (45)$$

Здесь использовано приближенное выражение для $B_\phi B_\phi \approx \frac{1}{2} j_z \mu_e r$.

При наличии внешнего магнитного поля можно использовать следующее приближенное соотношение $\gamma_{max}^2 \approx (1 + c B_z / B_\phi) \gamma_{max}^2 (B_z = 0)$, где $c = 3/4$, и ввести соответствующую поправку в уравнения (43), (45). Основываясь на результатах исследования турбулентности разреженной плазмы [13], длину пути смещения в (43), (45) можно принять приблизительно равной соответствующей длине в гидродинамически турбулентном потоке [9, 12].

На рис. 6 показано оценочное сравнение коэффициентов МГД турбулентной λ^* и молекулярной λ теплопроводности для водорода и воздуха при $R = 5$ мм. Видно, что МГД турбулентная теплопроводность в водороде дает существенно больший вклад, чем в воздухе, при достаточно большой осевой температуре дуги. Поскольку $\lambda^*/\lambda \sim R$, то с ростом размера канала МГД турбулентный перенос становится все более существенным. Сравнение МГД турбулентной теплопроводности с гидродинамическим. Сравнение МГД турбулентной теплопроводности с гидродинамической турбулентной теплопроводностью затруднительно, однако оценки показывают, что при достаточно больших температурах в дуге ($T \geq 10^4$ К) и относительно небольших числах Рейнольдса ($Re \leq 10^5$) их отношение примерно такое же, как и λ^*/λ .

Таким образом, как учет «сносовой» устойчивости, так и оценки МГД турбулентной теплопроводности позволяют сделать вывод о том, что потеря устойчивости дуги сильнее влияет на ее интегральные характер-

ристики в легких газах, таких как водород, гелий, чем в тяжелых (аргон, азот, воздух). Это, по-видимому, может объяснить те особенности сравнения расчетных и экспериментальных данных, о которых говорилось выше.

Институт сверхтвердых материалов
АН УССР, Киев

Поступила в редакцию
4/IX 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацнельсон С. С., Урюков Б. А. Расчет электрической дуги в установившемся турбулентном потоке.— В кн.: Труды IV Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1970.
2. Урюков Б. А., Хайтман С. М. Дуга в турбулентном потоке.— В кн.: Тезисы докладов V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1972.
3. Бублиевский А. Ф., Кравченко С. И., Ясько О. И. Взаимодействие электрической дуги с турбулентным потоком в цилиндрическом канале.— В кн.: Тезисы докладов V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1972.
4. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В., Молодых Э. М., Захаркин Р. Я. Влияние турбулентности на дуговой разряд в цилиндрическом канале.— В кн.: VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, 1974.
5. Урюков Б. А. Исследование турбулентных электрических дуг.— Изв. СО АН СССР, 1975, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
6. Засыпкин И. М., Попок Н. И. Оптические исследования электрической дуги в турбулентном потоке воздуха.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
7. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М., Наука, 1973.
8. Урюков Б. А., Фридрих А. Э. Некоторые предельные оценки электрических характеристик дугового разряда.— Изв. СО АН СССР, 1972, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
9. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Новосибирск, 1964.
10. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Новосибирск, Наука, 1962.
11. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., Энергия, 1972.
12. Шлихтин Г. Теория пограничного слоя. М., Наука, 1969.
13. Кадомцев Б. Б. Турбулентность плазмы.— В кн.: Вопросы теории плазмы, вып. 4. М., Атомиздат, 1964.
14. Ментель Ю. Магнитная неустойчивость электрической дуги.— В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск, Наука, 1977.
15. Гороховский В. И. О силовых неустойчивостях в плазме низкой проводимости.— В кн.: Сверхтвердые материалы. Производство и применение. Киев, 1977.
16. Ragaller K. Investigation on Instabilities of Electric Arcs.— Z. Naturforschung, 1974, Bd 29a.
17. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М., Атомиздат, 1976.
18. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости неоднородной плазмы. М., Атомиздат, 1976.
19. Кареев Ю. А., Левитан Ю. С., Паневин И. Г. Исследование перегретой неустойчивости столба длинной цилиндрической дуги.— В кн.: VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, 1974.
20. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
21. Steingerger S. Messung von Temperaturverteilungen H₂-Kaskadenboden bis 27 000 K.— Z. Physik, 1969, Bd 223.
22. Асиновский Э. И., Афанасьев А. А., Пахомов Е. П. Исследование характеристик стабилизированной стенкой дуги высокого давления в продольном магнитном поле.— ДАН СССР, 1976, т. 231, № 2.

Ю. Л. КЛИМОНТОВИЧ, С. А. СУХИН

РАСЧЕТ ШТАРКОВСКИХ ПРОФИЛЕЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ МЕТОДОМ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПЛАЗМЫ

Для расчета штарковских профилей спектральных линий используется система кинетических уравнений для элементов матрицы плотностей, соответствующих различным переходам. При расчете интегралов столкновений в кинетических уравнениях в поляризованном приближении можно учесть влияние коллективных эффектов в плазме на профили спектральных линий (например, появление сателлитов на частоте порядка плазменной [1]). Однако в поляризованном приближении сильное взаимодействие на малых расстояниях учитывается слишком грубо. Мы предлагаем метод, позволяющий одновременно учесть сильное взаимодействие на малых расстояниях и коллективные процессы.

Будем рассматривать идеальный газ нейтральных атомов, находящихся в пространственно-однородной равновесной плазме. Система уравнений для матрицы плотности атома $\rho(\bar{R}', \bar{r}'; \bar{R}'', \bar{r}''; t)$ и для корреляционной функции атома и возмущающей частицы (для определенности — электрона) $g(\bar{R}', \bar{r}', \bar{r}_e'; \bar{R}'', \bar{r}'', \bar{r}_e''; t)$ имеет следующий вид (мы используем систему единиц, в которой $\hbar = 1$):

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\hat{P}^2/2M + \hat{H}, \rho] + n_e \text{Sp}_{(e)}[\hat{V}, g], \quad (1)$$

$$i \frac{\partial g}{\partial t} = [\tilde{P}^2/2M + \hat{H} + H_e + \tilde{V}, g] + [\tilde{V}, \rho \rho_e]. \quad (2)$$

Здесь $\hat{P}^2/2M + \hat{H}$, \hat{H}_e — соответственно гамильтонианы атома и свободного электрона, $\hat{V} = \hat{V}_{ei} + \hat{V}_{ee}$ — потенциал взаимодействия атома с электроном, \tilde{V} — эффективный потенциал, учитывающий усредненную поляризацию среды, n_e — концентрация электронов, ρ_e — равновесная матрица плотности электронов.

Поскольку форма линии поглощения какого-либо перехода дается мнимой частью восприимчивости, необходимо знать уравнение для недиагональных элементов матрицы плотности атома, с помощью которых вычисляется вектор поляризации активной среды. Обозначим совокупность квантовых чисел верхнего уровня через α , нижнего — через β ; пусть $\omega_{\alpha\beta}$ — соответствующая частота перехода изолированного атома.

Используя разложение ρ по собственным функциям $\hat{P}^2/2M + \hat{H}$, найдем из (1) уравнение для коэффициентов разложения $f_{\alpha\beta}(\bar{P}, t)$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\omega_{\alpha\beta}\right) f_{\alpha\beta}(\bar{P}, t) = I_{\alpha\beta}(\bar{P}, t). \quad (3)$$

Интеграл столкновений выражается через корреляционную функцию $g(\bar{R}', \bar{r}', \bar{r}_e'; \bar{R}'', \bar{r}'', \bar{r}_e''; t)$. Она легко находится из уравнения (2), если использовать разложение по собственным функциям гамильтониана:

$$\hat{P}^2/2M + \hat{H} + \hat{H}_e + \tilde{V}. \quad (4)$$

В качестве \tilde{V} выберем сумму экранированных потенциалов

$$\tilde{V} = e^2 \left[\exp(-|\bar{r}_{eA} - \bar{r}_e|/r_D) / |\bar{r}_{eA} - \bar{r}_e| + \exp(-|\bar{r}_{iA} - \bar{r}_e|/r_D) / |\bar{r}_{iA} - \bar{r}_e| \right].$$

Здесь мы пренебрегаем размерами атомного остатка.

Отметим, что эффективный потенциал входит только в уравнение (2), а не в (1). Связано это с тем, что в уравнении (1) взаимодействие электрона с атомом учитывается точно, а в уравнении (2) отброшены интегральные (поляризационные) члены, вместо которых и вводится эффективный потенциал.

Используя методику, развитую в [2], получим выражение для интеграла столкновений. Ввиду громоздкости общего выражения ограничимся случаем, когда уширяется только верхний уровень. Будем искать решение уравнения (3) в виде разложения Фурье для функций времени. Для оператора ширины и сдвига линии, определяемого согласно соотношению

$$I_{\alpha\beta}(\bar{P}, \omega) = - \sum_{\alpha'} \Phi_{\alpha\alpha'}(\bar{P}, \omega) f_{\alpha'\beta}(\bar{P}, \omega),$$

получаем выражение:

$$\Phi_{\alpha\alpha'}(\bar{P}, \omega) = n_e \sum_{\alpha''} \int d\bar{P}' d\bar{p}_e'' d\bar{p}_e'' \int_0^{\infty} d\tau \exp \left[-\Delta\tau + i\Delta\omega\tau - i \frac{p'^2 - p''^2}{2\mu} \tau \right] \times \\ \times \delta(\bar{P}' + \bar{p}_e'' - \bar{P} - \bar{p}_e'') \langle \alpha \bar{p}'' | \hat{V} | \alpha'' \bar{p}' \rangle \langle \alpha'' \bar{p}' | \hat{V} | \bar{p}'' \alpha' \rangle f_e(\bar{p}_e''), \quad (5) \\ \bar{p}' = \mu (\bar{p}_e''/m_e - \bar{P}/M), \quad \bar{p}'' = \mu (\bar{p}_e''/m_e - \bar{P}/M), \quad \mu = m_e M / (m_e + M).$$

Здесь $\Delta\omega = \omega - \omega_{ab}$; $|\alpha \bar{p}'' \rangle = |\alpha \rangle \exp(i\bar{p}''(\bar{r}_e - \bar{R}))(2\pi)^{-3/2}$; функция $|\alpha \bar{p}' \rangle = \exp(i(\bar{p}' + \bar{p}_e')(m_e \bar{r}_e + M\bar{R})/(m_e + M))$ удовлетворяет уравнению Шредингера с гамильтонианом (4) и описывает истинное состояние системы атом + электрон в момент $t=0$, если ии-состояние ее при $t \rightarrow -\infty$ описывалось функцией $|\alpha \bar{p}' \rangle = \exp(i(\bar{P}' + \bar{p}_e')(m_e \bar{r}_e + M\bar{R})/(m_e + M))$; $f_e(\bar{p}_e'') (2\pi)^3$ — распределение Максвелла. Согласно уравнению (3) контур линии поглощения (усиления) дается формулой $L(\omega) = -\text{Re Sp}\{[i\Delta\omega - \hat{\Phi}_a(\bar{p}, \omega)]^{-1} \bar{r}_{ab} \bar{r}_{ba}\}$. Здесь использовано матричное обозначение $\hat{\Phi}_a$ для $\Phi_{\alpha\alpha'}$ и знак Sp означает сумму диагональных элементов матрицы в фигурных скобках, усредненных по скоростям атомов.

В слабо поляризующейся среде эффективный потенциал сводится к парному, и при $\bar{P}=0$ из (5) имеем выражение, приведенное в работе [3]. Там показано, что получаемый профиль линии имеет лоренцеву форму, но с шириной и сдвигом, зависящими от частоты. В случае, когда скорости атомов намного превосходят скорости возмущающих частиц, а их массы, наоборот, много меньше масс возмущающих частиц, из (5) получаем

$$\Phi_{\alpha\alpha'}(\bar{P}, \omega) = (2\pi)^3 n_e \int_0^{\infty} d\tau \left[d\bar{P}' \exp \left[-\Delta\tau + i \left(\Delta\omega - \frac{\bar{P}'^2 - \bar{P}^2}{2M} \right) \tau \right] \times \right. \\ \left. \times \sum_{\alpha''} \langle \alpha(-\bar{P}) | \hat{V} | \alpha''(-\bar{P}') \rangle \langle \alpha''(-\bar{P}') | \hat{V} | \alpha'(-\bar{P}) \rangle \right].$$

Теперь у $\hat{\Phi}_a$ имеются недиагональные матричные элементы, что сильно усложняет нахождение спектра. Рассмотрим поэтому влияние движения излучающих частиц на примере пучка атомов водорода, движущихся вдоль оси Z. Излучаемое поле распространяется вдоль оси X, и вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости XZ. При такой геометрии задачи влияние движения частиц на оператор ширины и сдвига выступает в «чистом» виде, не маскируемое эффектом Доплера. Для линии $L_{\gamma} - \alpha$ индекс α означает $(2L_m)$, $\beta - (100)$, причем $l = 0, 1$. Будем опускать главное квантовое число, поскольку это не приведет к недоразумениям. Легко показать, что единственным отличным от нуля недиагональным матричным элементом оператора ширины и сдвига является

элемент $\Phi_{00;10}$ (и соответственно $\Phi_{10;00} = \Phi_{00;10}^*$). Система уравнений для $f_{\alpha\beta}(\bar{P}, \omega)$ выглядит следующим образом:

$$[-i\Delta\omega + \Phi_{00;00}] f_{00;00} + \Phi_{00;10} f_{10;00} = 0, \\ [-i\Delta\omega + \Phi_{10;10}] f_{10;00} + \Phi_{10;00} f_{00;00} = C \langle 210 | \hat{d}_z | 100 \rangle.$$

Здесь C пропорциональна амплитуде поля, $\hat{d}_z - Z$ — компонента оператора дипольного момента атома. Все элементы $f_{\alpha;00}$, кроме выписанных, ма уширяющими частицами при движении атома. Исключая отсюда $f_{00;00}$

$$\left[\Phi_{10;10} - i\Delta\omega - \frac{\Phi_{00;00} + i\Delta\omega}{|\Phi_{00;00}|^2 + (\Delta\omega)^2} |\Phi_{10;00}|^2 \right] f_{10;00} = C \langle \hat{d}_z \rangle.$$

Отсюда для полуширины и сдвига линии получаем

$$\gamma = \text{Re} \left[\Phi_{10;10} - \Phi_{00;00} \frac{|\Phi_{10;00}|^2}{|\Phi_{00;00}|^2 + (\Delta\omega)^2} \right], \\ \Delta = \text{Im} \left[\Phi_{10;10} - |\Phi_{10;00}|^2 \frac{\Phi_{00;00} + i\Delta\omega}{|\Phi_{00;00}|^2 + (\Delta\omega)^2} \right].$$

Таким образом, учет движения атомов приводит к изменению ширины и сдвига линии, причем поправки исчезают в пределе неподвижных атомов. Из-за наличия множителей $[|\Phi_{00;00}|^2 + (\Delta\omega)^2]^{-1}$ указанные поправки к полуширине и сдвигу существенны только в центре линии. В частности, при нулевой расстройке ($\Delta\omega = 0$) и ширина, и сдвиг линии уменьшаются. Поскольку все матричные элементы оператора $\hat{\Phi}_a$ имеют один и тот же порядок величины, уменьшение является значительным (в несколько раз). Поэтому спектр излучения (поглощения) пучка по ширине и положению максимума заметно отличается от спектра неподвижных атомов, что можно использовать для визуализации пучка.

ВНИИЭТО, Москва,

ЛИТЕРАТУРА

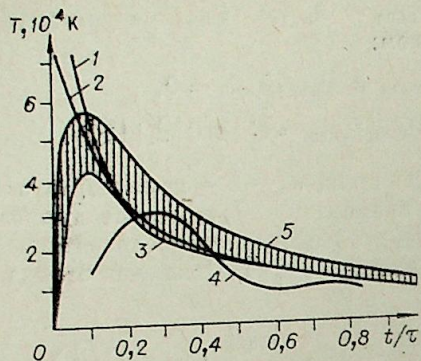
1. Паргаманик Л. Э., Гинзбург М. Д. Уширение и сдвиг линий водорода электронами плазмы. — Укр. физ. журн., 1978, 23, № 6.
2. Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М., Наука, 1975.
3. Якимец В. В. К теории уширения спектральных линий. — Журн. эксп. и теор. физики, 1966, 51, вып. 5 (11).

УДК 537.523

И. Д. АХМЕТЗЯНОВ, И. Н. РОМАНЕНКО

К ОЦЕНКЕ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ДУГИ В ГАЗАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

В последние годы накоплен большой экспериментальный материал по исследованию импульсных дуг в плотных газах и создано несколько теорий таких дуг [1, 2]. Однако в отношении величины излучаемой энергии авторы некоторых расчетных моделей придерживаются совершенно



Зависимость температуры импульсной дуги от времени.

1 — расчет по формуле Спитцера с учетом зависимости z от T ; 2 — расчет согласно (2); 3, 4, 5 — экспериментальные данные, полученные соответственно в работах [9], [4], [8] для длин волн $2400 \pm 5000 \text{ \AA}$.

разных взглядов [2]. Иногда значительно расходятся и экспериментальные данные, полученные в близких условиях [1]. Знание же величины энергии, излучаемой импульсными дугами, во многих случаях является весьма важным. Поэтому представляется целесообразной разработка методики оценки этой энергии, что и явилось задачей настоящей работы.

При ее решении предполагалось, что канал является однородным по длине и по сечению цилиндром. Принималось также, что давление газа составляет $(10^5 \div 10^7) \text{ Па}$, а давление магнитного поля разрядного тока мало по сравнению с газокинетическим.

При этих условиях для некоторых газов в [2] получено эмпирическое выражение для удельной электропроводности плазмы канала импульсной дуги

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\tau}{t}, \quad (1)$$

где $\sigma_0 = (3,0 - 3,5) \cdot 10^3 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$; τ — период разрядного тока, t — время.

Если разряд имеет аperiодический характер, то в качестве τ берется $4\tau_\phi$, где τ_ϕ — длительность переднего фронта импульса тока. Зная зависимость $\sigma(t)$, можно получить зависимость температуры от времени, например, с помощью формулы Спитцера [3], которая для дуг справедлива до давлений порядка МПа [1, 4].

На рисунке показаны зависимость $T(t)$, рассчитанная по формуле Спитцера с учетом зависимости заряда иона от температуры, определенной по приближенной методике [5], и экспериментальные данные, полученные учеными, принадлежащими к разным школам и являющимися авторами различных теорий импульсных дуг.

На рисунке приведена кривая $T(t)$, рассчитанная по формуле Спитцера при $z = 1$:

$$T \approx 10^4 \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-2/3}, \text{ К.} \quad (2)$$

Видно, что, исключая самый начальный участок, рассчитанная согласно (2) зависимость $T(t)$ удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными и может быть использована для оценочных расчетов.

В [4] при расчете баланса энергии импульсной дуги предполагалось, что во всей полосе прозрачности воздуха последняя излучает, как черное тело. Это предположение не всегда является допустимым. Так, в [6] показано, что излучение импульсной дуги можно считать равным излучению черного тела только для длин волн, больших граничной, определяемой из выражения

$$\lambda_{\text{гр}} = 2,45 \cdot 10^2 \left(\frac{U_0}{L} \cdot p_0 \cdot A_r \right)^{-1/2}, \quad (3)$$

где U_0 — напряжение заряда накопителя энергии, L — индуктивность

разрядной цепи, p_0 — давление газа, A_r — масса атома газа в а. е. м. В значительном диапазоне изменения давления газа, скоростей нарастающего тока $\sim U_0/L$ и $A_r \lambda_{\text{гр}}$ оказывается на спадающей ветви планковского распределения. Тогда для определения лучеиспускательной способности можно воспользоваться более простой формулой Рэля — Джинса:

$$\epsilon_{\lambda, T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT, \quad (4)$$

где c — скорость света, λ — длина волны, k — постоянная Больцмана. После несложных преобразований (2), (3), (4) получается следующее выражение, позволяющее оценивать интенсивность излучения импульсных дуг в плотных газах:

$$I \approx 6 \cdot 10^{-18} \left(\frac{U_0}{L} \cdot p_0 \cdot A_r \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-2/3}. \quad (5)$$

Расчеты согласно (5) совпали с экспериментальными данными [7]. Было также проведено сравнение расчетов согласно (5) с экспериментальными данными [4, 8]. При этом в качестве A_r бралось значение массы атома материала взрывающихся проволочек. Расхождение расчетных и экспериментальных данных не превышало 20%.

Таким образом, данная методика может быть использована для оценочных расчетов энергии, излучаемой импульсными дугами в газах высокого давления.

Чувашский государственный университет,
Чебоксары,

ЛИТЕРАТУРА

1. Асиновский Э. И., Зейгарник В. А. Разряды высокого давления. — ТВТ, 1974, т. 12, № 6.
2. Романенко И. Н. Импульсные дуги в газах. Чебоксары, Чувашкинигиздат, 1976.
3. Спитцер Л. Физика полностью ионизованной плазмы. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
4. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М., Атомиздат, 1976.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. 2-е. М., Наука, 1966.
6. Романенко И. Н. Условие достижения предельной яркости канала импульсного разряда в газах. — Оптика и спектроскопия, 1969, т. 27, вып. 3.
7. Леонов С. Н., Леокоен Р. А. Температура и плотность в канале сильноточного разряда в атмосфере воздуха. — ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 10.
8. Басов Н. Г., Борович Б. П., Зуев В. С. и др. Сильноточный разряд в газах. I. Экспериментальное исследование световых и энергетических характеристик мощного разряда в воздухе. — ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 3.
9. Бобров Ю. К. Экспериментальное исследование электрофизических характеристик плазмы высоковольтной длинной импульсной дуги в воздухе. — ЖТФ, 1974, т. 44, вып. 11.

УДК 629.7.018.1 : 533.6.071.1 : 62-69

В. А. КОНОТОП, Е. В. КИШАЛОВА, Е. В. ЛЕБСАК

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ И СИЛЫ ТОКА НА ДЛИНУ ПРОДОЛЬНО ОБДУВАЕМОЙ ДУГИ

При проектировании подогревателя с самоустанавливающейся дугой для выбора оптимальных размеров электродов важно знать зависимость длины дуги от основных параметров подогревателя. Существующие теоретические методы и экспериментальные материалы [1] не позволяют с достаточной точностью определить оптимальную длину электрода, осо-

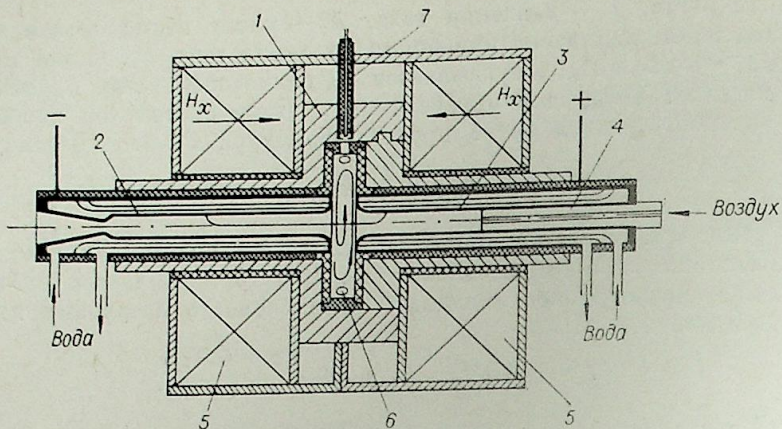


Рис. 1.

1 — корпус подогревателя; 2 — сопловой электрод; 3 — подвижный электрод; 4 — поршень подмешивания; 5 — электромагнитные катушки; 6 — отверстие для тангенциальной подачи воздуха; 7 — вкладыш.

бенно в тех случаях, когда наряду с вихревой применяется и магнитная стабилизация дуги. Поэтому представляет интерес определение длины дуги в реальном подогревателе, имеющем сравнительно широкий диапазон рабочих параметров.

Ниже приводятся результаты исследования длины дуги в испытаниях подогревателей с газомангнитной стабилизацией (рис. 1). Конструкция подогревателя подробно описана в работе [2]. В предыдущих испытаниях этого подогревателя было установлено, что изменение длины дуги происходит в основном за счет перемещения опорного пятна в сопловом электроде, в подвижном электроде положение опорного пятна меняется незначительно и слабо зависит от изменения рабочих параметров, о чем свидетельствуют следы дуги на его поверхности [2].

Для определения положения опорной части дуги в сопловом электроде изготовлены специальные электроды, в стенку которых были за-

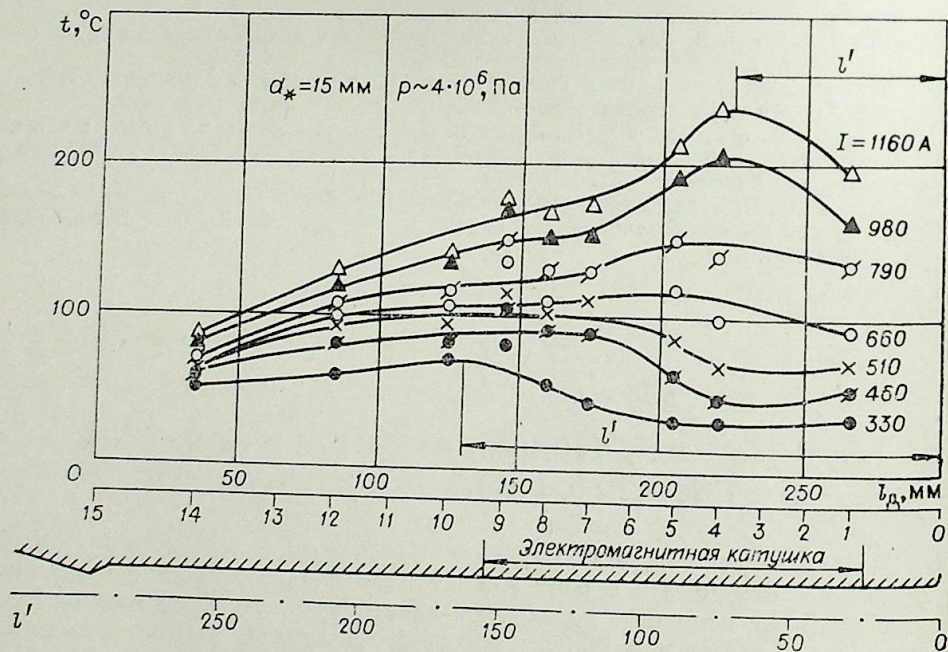


Рис. 2.

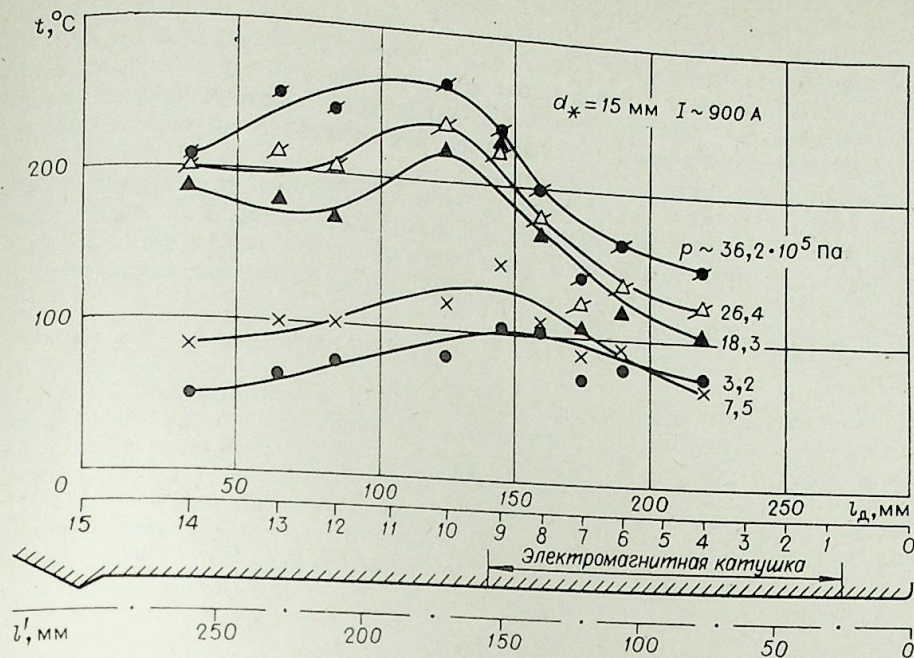


Рис. 3.

чеканены термопары. Пятнадцать хромель-копелевых термопар, расположенных вдоль электрода от торца до критического сечения, были зачеканены на равную глубину в корпус электрода, провода термопар уложены в специально выфрезерованные пазы и залиты высокотемпературным клеем. По замеренному с помощью термопар распределению температуры вдоль соплового электрода можно определить среднее положение опорного пятна, полагая, что оно находится в области максимальных значений температуры.

Исследование длины дуги было проведено в следующем диапазоне рабочих параметров: $I_d = 300 \div 1400$ А, $u_d = 500 \div 2900$ В, $P = 4 \cdot 10^5 \div 36 \cdot 10^5$ Па, $N_d = 0,3 \div 2,6$ МВт, $G = 0,035 \div 0,35$ кг/с, $T = 3500 \div 5500$ К, $\eta = 0,54 \div 0,8$, $d_* = 0,015$ м, $d_s = 0,020$ м.

В результате испытаний в указанных диапазонах силы тока и давления были получены поля температур в корпусе соплового электрода. В качестве примера на рис. 2 приведена картина распределения температуры вдоль электрода для различных сил тока при постоянном давлении, на рис. 3 представлено поле температур при постоянной силе тока и различных величинах давления на оси подогревателя. Расстояние l' от торца электрода до точки с максимальным значением температуры при каждом рассматриваемом режиме принималось за длину участка дуги, расположенного в сопловом электроде. Экспериментальные данные представлены на рис. 4 в виде

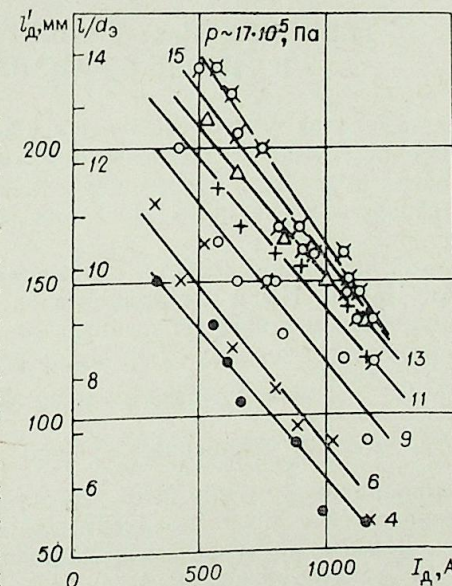


Рис. 4.

зависимости длины дуги в сопловом электроде l' от силы тока при различных значениях давления на оси подогревателя. Здесь же по оси ординат отложена длина дуги в калибрах l_d/d_0 , где величина $l_d = l' + l_{в.к} + l_{п.э}$ ($l_{в.к}$ и $l_{п.э}$ — соответственно ширина вихревой камеры и углубление опорного конца дуги в подвижный электрод относительно торца, определенное по следам дуги, $l_{в.к} + l_{п.э} = 45$ мм).

В результате испытаний установлено, что положение опорной точки дуги в сопловом электроде зависит как от давления, так и от силы тока. При чем длина дуги тем больше, чем выше давление и чем меньше сила тока. Полученные экспериментальные данные удовлетворительно описываются следующим выражением:

$$l' = 123[(10^{-5} \cdot p)^{0,3} - 10^{-3}] \cdot I,$$

где p — давление на оси вихревой камеры, Па, I — величина силы тока, А.

Полученное выражение позволяет в исследованном диапазоне параметров оценить положение опорного пятна в сопловом электроде с точностью $\pm 10\%$.

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
2. Конотоп В. А., Фролова Е. В., Писанова А. В. Исследование электродугового подогревателя с газоманитной стабилизацией дуги. — Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1349.

УДК 537.527+533.9

А. И. ИВЛЮТИН

ТЕПЛОБМЕН, ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТРЕНИЕ В КАНАЛАХ ЛИНЕЙНЫХ ЭДН

Широкое использование линейных ЭДН с водоохлаждаемой и пористой МЭВ требует исследования тепловых и гидравлических характеристик устройств. Анализ опубликованных данных показывает их недостаточную изученность даже для случая установившегося режима течения.

В настоящей работе приведены результаты теоретического [1, 2] (Ar, He, N₂, N₂) и экспериментального исследования [3] (Ar, He) коэффициентов местного теплообмена St , трения C_f и гидравлического сопротивления ξ в каналах ЭДН. Были изучены следующие режимы: давление $p \sim 10^5$ Па; непроницаемый канал: $G/D_k^2 = (8,3 \cdot 10^{-3} \div 6,5 \cdot 10^{-1}) \frac{кг}{м^2 \cdot с}$;

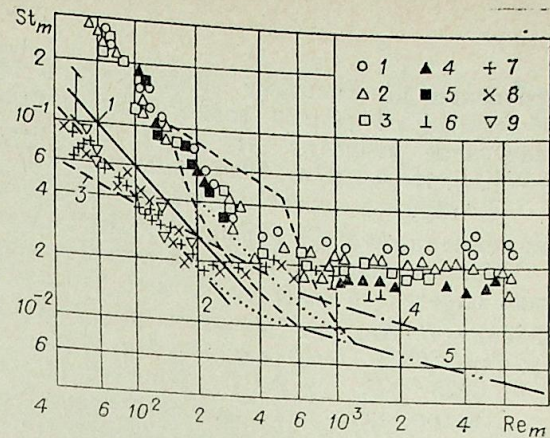
$L/D_k = 7 \div 20$; проницаемый канал: $m_s = (0,2 \div 4) \frac{кг}{м^2 \cdot с}$; $L/D_k = 12$. Для

непроницаемой стенки МЭВ результаты экспериментального и расчетного исследования обрабатывались в виде зависимости St_m , ξ_m , C_{fm} от числа Re_m .

Данные по теплообмену обобщались по полному тепловому потоку и по его конвективной составляющей. За характерные параметры были приняты диаметр канала D_k и среднemasовая температура T_m потока.

Рис. 1. Зависимость St_m от числа Re_m .

Эксперимент: Ar — $L_k/D_k = 1,66$ (1); 3,3 (2); 5 (3); 10 (4); 15 (5); 20 (6). He — $L_k/D_k = 3,3$ (7); 5 (8); 12 (9).
Данные [5] — — —; [6] — — — — —.
Расчет (конвективный теплообмен). Ламинарное течение: 1, 2, 3 — $St = A \cdot Re^{-0,5} \cdot Pr^{-0,67}$. 1 — $A = 0,125 \cdot \Psi^{0,5}$, Ar, N₂; 2 — $A = 0,09 \cdot \Psi^{0,5}$, He; 3 — $A = 0,364$ (B_{ЭК} и др.). Турбулентное течение: 4 — Ar, $D_k = 6 \cdot 10^{-3}$; 5 — $St = 0,022 \cdot Re^{-0,2} \cdot Pr^{-0,57}$.



Изменение температурного фактора составило $\Psi = T_m/T_w = 7 \div 40$, среднemasового числа Re_m : $50 < Re_m < 1,1 \cdot 10^4$. Результаты представлены на рис. 1—3. Изучение характера теплообмена, гидравлического сопротивления в канале и факела выходящей струи позволили выявить по числам Re_m области существования различных гидродинамических режимов: ламинарного при $Re_m < 200$, переходного $200 < Re_m < 500$, турбулентного

Отсутствие интенсификации теплообмена и гидравлического сопротивления (см. рис. 1, 2), имеющих место при изменении режима течения, связано с ламинирующим влиянием тепловых процессов в ЭДН, приводящих к сильному увеличению вязкости ядра газового потока и его ускорению. Расслоение экспериментальных точек $St_m = f(Re_m)$ (см. рис. 1) при обработке по полному тепловому потоку в области $Re_m < 200$ обусловлено различной величиной вклада лучистого потока на гелии и аргоне. У гелия излучение мало ($\sim 1\%$) и тепловой поток определяется только конвективной составляющей, что хорошо подтверждается расчетами. В [3], для ламинарной области были получены критериальные

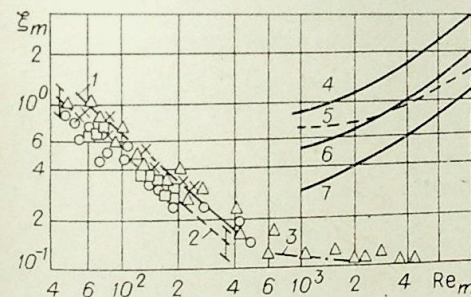


Рис. 2. Зависимость ξ_m от числа Re_m . Водоохлаждаемый канал. Эксперимент: Ar, $D_k = 6 \cdot 10^{-3}$ (Δ); 10^{-2} м (\times). He, $D_k = 6 \cdot 10^{-3}$ (0); данные [7] (\square). Расчет. Ламинарное течение: 1 — $64/Re$; 2 — $k \cdot 64/Re$, Ar, N₂. He. Турбулентное течение: 3 — $D_k = 6 \cdot 10^{-3}$ м, Ar.

Пористый канал. Расчет: $D_k = 10^{-2}$ м, 1 — $I = \text{const}$, $z = \text{const}$. Ar — 4, 6, 7; N₂ — 5, $I = 140$ (4); 100 (5, 6); 60 А (7).

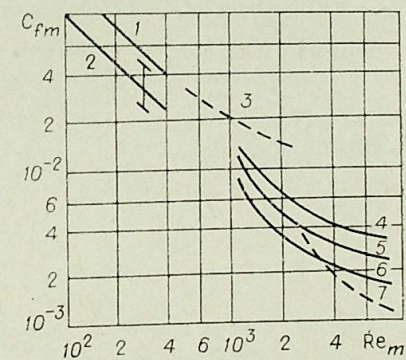


Рис. 3. Зависимость C_{fm} от числа Re_m .

Водоохлаждаемый канал. Расчет. Ламинарное течение: Ar, N₂, He; 1 — $\frac{16}{Re}$; 2 — $k \cdot \frac{16}{Re}$. Турбулентное течение: 3 — Ar. Пористый канал. Расчет: $D_k = 10^{-2}$ м, $I = \text{const}$, $z = \text{const}$. Ar — 4, 5, 6; N — 7. $I = 140$ (4); 100 (5, 7); 60 (6).

уравнения по сложному теплообмену в виде $St_m = A \cdot Re_m^{0,5} Pr_m^{-0,67} (\Psi)^{0,5}$. Обобщение по данной зависимости конвективного теплообмена дало следующие значения A : $A = 0,125$, Ar, N_2 — расчет, эксперимент; $A = 0,09$, He — расчет, эксперимент; $A = 0,28$; N_2 — расчет.

Экспериментальные и расчетные результаты по гидравлическому сопротивлению на Ar и He хорошо описываются соотношением $\xi = Re_m^{-0,5} \cdot \psi^{0,5}$. Исследование ламинарного установившегося течения в ЭДН позволило определить связь изучаемых характеристик с параметрами I, D_k :

а) $Nu_m = B \cdot Nu_0$, где $Nu_0 = 6$ из [4]; $B = 0,0834 \cdot Pr_m^{0,33} \cdot (I/D_k)^{0,25}$ для Ar, N_2 ; $B = 0,0834 (I/D_k)$ для He, N_2 ; б) $\xi_m = k \cdot \xi_0$, где $k < 1$, $\xi_0 = 64/Re$; $k = 0,0625 (I/D_k)^{0,25} - Ar, He, N_2$; $k = 0,175 (I/D_k)^{0,25} - N_2$.

Аналогично и для C_{jm} . Связь между St_m, ξ_m, C_{jm} имела вид: $St_m = C_j/2 \cdot Pr^{-0,33}$, Ar и N_2 ; $St_m = C_j/2$, He, N_2 ; $\xi_m = 4C_{jm}$. Как видно из графиков и формул, наличие электрической дуги в канале приводит к уменьшению ξ и C_j по сравнению с изотермическим течением.

Для течения в каналах пористых ЭДН получены зависимости ξ_m и C_{jm} на Ar, N_2, H_2 (рис. 2, 3) при $I, z = const, \dot{m}_s = var$; $\dot{m}_s z = const, I = var$. Зависимость $St = f(Re_m)$ не определялась, так как при $\dot{m}_s > 0,8$ тепловой поток на стенку характеризуется только излучением из дуги.

Московский лесотехнический институт

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивлютин А. И., Курочкин Ю. В., Молодых Э. И. и др. Исследование теплообмена при взаимодействии электрической дуги с продольным потоком газа. — ИФЖ, 1975, т. 38, № 3.
2. Ивлютин А. И. Явления неравновесности в стабилизированных дугах. — В кн.: Материалы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. 2. Алма-Ата, 1977.
3. Божко Д. Ф., Ивлютин А. И., Пустогаров А. В. Расчет течения газа в плазмотроне с пористым охлаждением. — В кн.: VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, Илим, 1974.
4. Петухов Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М., Энергия, 1967.
5. Шмидт Леперт. Теплоотдача от плазмы при течении в трубе. — Теплопередача, 1970, № 4.
6. Амбразевичус А. В., Юшкавичюс Р. А., Эва В. К. Местный теплообмен при взаимодействии электрической дуги с ламинарным потоком обдуваемого газа. — В кн.: Тез. докл. V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1972, т. 4, с. 198—200.
7. D'Alessio A., Beretta F., Diana M., Raso G. Radial and axial characteristics of argon plasma flowing in a wall stabilized arc generator at atmospheric pressure. — In: II Intern. Conf. Gas Discharges. London, 1972.

УДК 537.523.56

Ю. П. КАМАЕВ, П. В. СЕВАСТЬЯНОВ

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ДУГИ ПОСТОЯННОГО ТОКА ПРИ НАЛОЖЕНИИ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Один из традиционных методов теоретического и экспериментального исследования динамических свойств электрической дуги — анализ ее частотных характеристик при наложении гармонических возмущений на стационарный режим. В связи с этим представляет определенный ин-

терес изучение характера протекания процессов теплообмена в дуге на ее стационарный режим.

Последнее позволяет выявить характер взаимосвязи между процессами теплообмена в возмущенной дуге и внешними режимными параметрами электродугового аппарата.

Для описания динамики возмущенной электрической дуги принималась следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right), \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial t} = \sigma E^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (3)$$

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma r dr, \quad (4)$$

$$p = \frac{R_g}{M} \rho T. \quad (5)$$

Здесь u — продольная скорость течения, p — давление в дуге, T — температура, I — ток дуги, E — напряженность электрического поля в дуге, R — радиус канала, R_g — газовая постоянная; M — молекулярный вес плазмообразующего газа, $\rho, \eta, c_p, \sigma, \lambda$ — плотность, коэффициент вязкости, удельная теплоемкость, удельная проводимость и коэффициент теплопроводности, зависящие от температуры.

В целях частичной линеаризации системы уравнений (1)–(5) была использована подстановка:

$$\rho = \int_0^T \lambda(T) dT. \quad (6)$$

Полагалось, что малому гармоническому возмущению тока $I_b = |I_b| \sin \omega t$ соответствуют малые гармонические возмущения плотности ρ , скорости течения u_b , функции теплопроводности S_b , удельной проводимости $\sigma \frac{\partial \sigma}{\partial S} S_b$, напряженности электрического поля E_b .

Соответствующая система уравнений для возмущений была получена из системы (1)–(5) в пренебрежении составляющими выше первого порядка малости. Полученная система дифференциальных уравнений в частных производных решалась численно с использованием неявных разностей схем. При этом задавались нулевые значения возмущений в начальном сечении $z=0$ и на границе проводящей области дуги. На оси дуги использовались естественные условия симметрии.

Результаты расчетов позволяют судить о существенном влиянии скорости течения плазмы в канале плазмотрона на динамические характеристики электрической дуги. Для иллюстрации на рис. 1 показано изменение амплитуды возмущения поля напряженности электрического поля по длине дуги при различных скоростях течения плазмы в канале и частоте возмущения тока $\omega = 1,5$ кГц. Расчеты проводились при следующих параметрах статического режима:

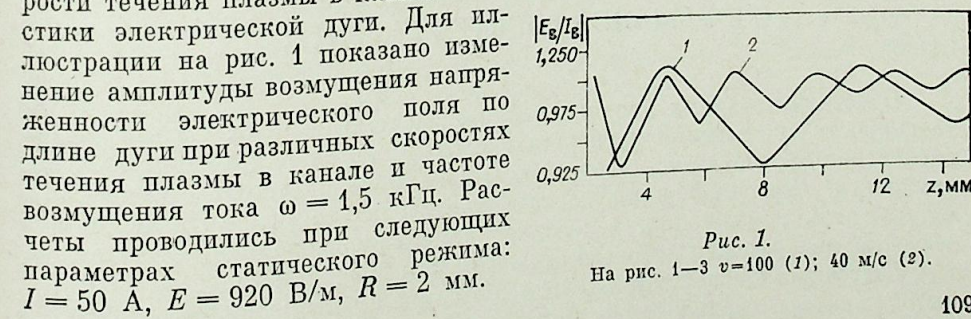


Рис. 1.
На рис. 1–3 $v=100$ (1); 40 м/с (2).
 $I = 50$ А, $E = 920$ В/м, $R = 2$ мм.

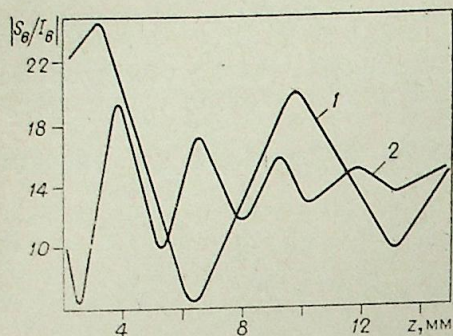


Рис. 2.

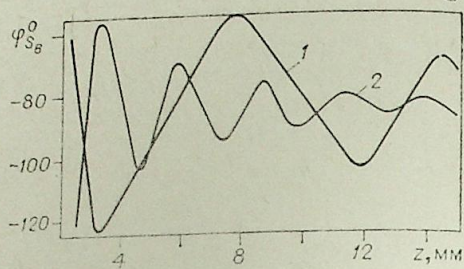


Рис. 3.

На рис. 2 показано изменение амплитуды возмущения S_b по длине дуги при тех же статических параметрах. На рис. 3 приведены соответствующие зависимости фазы S_b от координаты по длине дуги.

Численный анализ позволяет сделать вывод о возможности возникновения при больших частотах возмущений колебаний тепловых параметров также и в радиальном направлении, как это видно из рис. 4, где показаны радиальные профили амплитуды при $\omega = 30$ кГц, $I = 50$ А, $E = 800$ В/м, $R = 1,8$ мм.

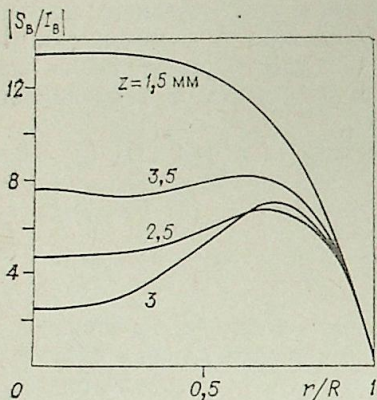


Рис. 4.

Результаты расчетов динамического сопротивления дуги по предлагаемой модели указывают на большую чувствительность поведения частотных характеристик электрических параметров к изменению скорости течения плазмы в канале. Последнее свидетельствует о возможности идентификации скорости течения по внешним частотным характеристикам электрической дуги.

Куйбышевский политехнический институт
им. В. В. Куйбышева

УДК 621.3.014.31

В. В. ТАНАЕВ

ИНТЕГРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ СКОЛЬЖЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

В последнее время появилось много работ, в которых с позиций учета скорости скольжения дуги успешно объясняется ряд явлений. Однако расчет данной скорости по существующим моделям имеет определенные трудности. Для упрощения расчета целесообразно получить интегральную модель скольжения, в которой изменение координат учитывается через характеристики дугового столба на его поверхности.

Рассмотрим уравнение энергии дуги при пренебрежении диссипативными членами, градиентом давления по сечению дуги и при выполнении

локального термодинамического равновесия:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}_m \text{grad } T \right) = \text{div } \lambda \text{grad } T + \sigma E^2 - u, \quad (1)$$

где λ , ρ , c_p , σ , T , E , u , \vec{V}_m — соответственно теплопроводность, плотность, теплоемкость, проводимость среды, температура, напряженность электрического поля, излучение, скорость движения среды.

Учитывая, что при стационарном движении

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \text{grad } T = 0, \quad (2)$$

получим

$$\rho c_p V_c \text{grad } T + \text{div } \lambda \text{grad } T + \sigma E^2 - u = 0, \quad (3)$$

где V — скорость движения дуги, складывающаяся из скорости движения ее со средой и скорости скольжения V_c . Под скоростью скольжения понимается перемещение температурного облака дуги относительно среды.

Выделим объем, ограниченный плоскостями, перпендикулярными оси дугового ствола и поверхности дугового канала. Для него уравнение (3) запишется

$$-\int_V \rho c_p \vec{V}_c \text{grad } T dv = \int_V \text{div } \lambda \text{grad } T dv + \int_V \sigma E^2 dv - \int_V u dv. \quad (4)$$

Применяя к первому и третьему слагаемому правой части теорему Остроградского и считая дугу однородной по длине, получим

$$-\int_V \vec{V}_c \rho c_p \text{grad } T dv = \int_S \lambda \text{grad } T d\vec{S} - \int_S [\vec{E}\vec{H}] d\vec{S} - \int_S u^* d\vec{S}, \quad (5)$$

где H , S — соответственно напряженность магнитного поля, боковая поверхность объема v , $u = \text{div } u^*$.

Взяв градиент от правой и левой частей уравнения и применив к левой части теорему Остроградского, получим

$$-\int V_c \rho c_p \text{grad } T d\vec{S} = \nabla \left\{ \int_S \lambda \text{grad } T d\vec{S} - \int_S [\vec{E}\vec{H}] d\vec{S} - \int_S u^* d\vec{S} \right\}. \quad (6)$$

Вектор $\text{grad } T$ направлен по нормали к поверхности в сторону возрастания функции T . Следовательно,

$$\text{grad } T = -d\vec{S} |\text{grad } T|. \quad (7)$$

Учитывая, что $[\vec{E}\vec{H}] = -d\vec{S} \vec{E}H$, и полагая, что каждая точка поверхности дугового столба движется с одной и той же скоростью, получим

$$\vec{V}_c = - \frac{\nabla \left(\int_S \lambda |\text{grad } T| dS - \int_S EH dS - \int_S u^* dS \right)}{\int_S \rho c_p |\text{grad } T| dS}. \quad (8)$$

С учетом допущения об однородности (8) можно записать через интегралы по контуру l , образованному пересечением плоскости, перпендикулярной оси дугового столба, с его поверхностью:

$$\vec{V}_c = - \frac{\nabla \left(\oint_l \lambda |\text{grad } T| dl - \oint_l EH dl - \oint_l u^* dl \right)}{\oint_l \rho c_p |\text{grad } T| dl}. \quad (9)$$

Как видно из (9), скорость скольжения состоит из трех составляющих: тепловой, электрической и составляющей, обусловленной неоднородностью.

родностью излучения. Рассмотрим тепловую составляющую. Выражение для нее из (9) можно записать в несколько ином виде

$$V_c = k \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} \frac{1}{r_d}, \quad (10)$$

где k — коэффициент, W_2 , W_1 — энергии, отводимые теплопроводностью соответственно с набегающей и со сбегающей кромки поверхности дуги при ее движении, r_d — радиус дуги. Полученное выражение хорошо согласуется с предложенным в [1]

$$V_c^T = \frac{k_1}{\theta} \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2}, \quad (11)$$

где θ — постоянная времени дуги, k_1 — коэффициент.

Полагая $\lambda = \text{const}$, можно без учета излучения представить выражение для отводимой энергии, как

$$W_1 + W_2 = IE = \lambda \bar{\rho} \bar{h} / z, \quad (12)$$

где $\bar{\rho}$, \bar{h} — средние значения плотности и энтальпии по сечению дуги, z — коэффициент.

Подставляя (12) в (10), получим

$$V_c^T = z_1 (W_1 - W_2) / \bar{\rho} \bar{h} r_d, \quad (13)$$

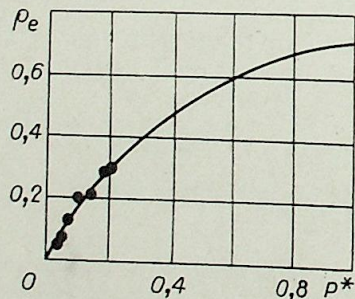
где z_1 — коэффициент. Выражение (13) полностью соответствует полученному в [2], что говорит о правильности исходных предположений, принятых в этой работе без доказательств.

Рассмотрим применение (9) для случая определения пространственного положения дуги в цилиндрическом канале при неоднородности теплоотвода и поглощения излучения. При помещении дуги в неоднородное поле излучения постороннего источника излучения дуга начнет смещаться в сторону источника. При этом нарушается симметрия граничных условий, что ведет к возникновению тепловой составляющей скорости скольжения, направленной к оси канала. Пространственная стабилизация дуги наступает при равенстве

$$\vec{V}_c^H = -\vec{V}_c^T, \quad (14)$$

где \vec{V}_c^H — скорость скольжения, обусловленная неоднородностью излучения.

Определим пространственное положение дуги при условии, что вся мощность от столба электрической дуги отводится теплопроводностью, а мощность от источника излучения подводится только со стороны дуги, обращенной к нему, с постоянной плотностью. Подставляя V_c^H из (9) в (14) и учитывая, что выражение (10) для V_c^T может быть переписано



Сравнение расчетной зависимости отклонения (кривая) с опытными данными (точки).

в виде

$$V_c^T = 2 \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\rho_e}{1 - \rho_e^2} \frac{1}{R}, \quad (15)$$

получим

$$\rho_e = -\frac{1}{\pi P^*} + \sqrt{\frac{1}{(\pi P^*)^2} + 1}, \quad (16)$$

где $P^* = PR/IE$; P — удельная мощность поглощенного излучения. Если принять, что мощность поглощения пропорциональна мощности излучения и определить коэффициент пропорциональности по одной опытной точке, то расчет дает хорошее согласование с опытными данными [3] (см. рисунок).

Куйбышевский политехнический институт
им. В. В. Куйбышева

ЛИТЕРАТУРА

- Новиков О. Я. Устойчивость электрической дуги. Л., Энергия, 1978.
- Ragaller K. Investigation on instabilities of electric arcs.—Z. f. Naturf., 1964, Bd 29a.
- Schwertl M. Verlagerung eines Lichtbogens durch unsymmetrische Aufheizung der Bodensäule mittels gepulster Hochfrequenzstrahlung. Ph. D. dissertation, Technical University, Munich, Germany, 1970.

УДК 537.523.5

В. Ф. ПУТЬКО, В. С. СОБОЛЕВ

ВЛИЯНИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМОТРОНА ПОСТОЯННОГО ТОКА

В работе В. М. Егорова с соавторами* были представлены результаты физических исследований взаимодействия поперечного вращающегося магнитного поля (ВМП) со слаботочным электродуговым разрядом, находящимся в широкой разрядной камере. Эти материалы показали, что ВМП позволяет стабилизировать дугу, эффективно управлять ее пространственными и энергетическими параметрами, существенно увеличивать мощность разряда.

С целью исследования особенностей воздействия рассматриваемой магнитной системы на разряд в условиях работы промышленных плазмотронов с узкой разрядной камерой были проведены эксперименты на плазменной установке с ВМП, выполненной на базе плазмотрона ЭДП-104.

Для обеспечения проникновения внешнего магнитного поля в область нахождения разряда при повышенных скоростях вращения разрядная камера была выполнена секционированной. Длина межэлектродной вставки составляла $65 \cdot 10^{-3}$ м, диаметр канала — $8 \cdot 10^{-3}$ м. На рис. 1 пока-

* Егоров В. М., Новиков О. Я., Путько В. Ф. Движение электрической дуги во вращающемся магнитном поле.— В кн.: Материалы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. 1. Алма-Ата, 1977, с. 183—186.

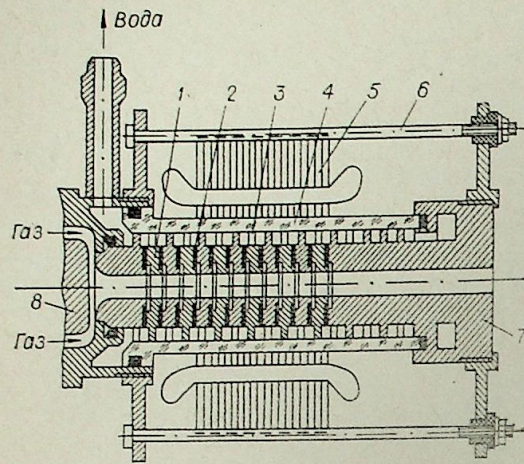


Рис. 1. Конструкция плазменной установки с вращающимся магнитным полем.

1 — секция разрядной камеры; 2 — фторопластовая прокладка; 3 — поперечная проточка секции; 4 — рубашка; 5 — индуктор; 6 — стяжной болт; 7 — анод; 8 — катод.

заны конструкция и взаимное расположение анода, индуктора, катода. В процессе экспериментальных исследований ток разряда изменялся от 60 до 160 А, расход воздуха от 0,5 до 4 г/с. Подача газа осуществлялась продольно и с закруткой, как встречно, так и спутно с

полем. С помощью ВМП удавалось надежно стабилизировать работу плазмотрона при продольной подаче газа и пониженных его расходах (0,5 г/с), когда вихревая стабилизация бессильна.

Результаты исследований эрозийных разрушений рабочих поверхностей анодов, работавших при различных скоростях вращения поля, указывают на смещение области преимущественной привязки разряда при увеличении скорости вращения поля вдоль по аноду вниз по потоку газа.

Зависимости напряжения плазменной установки от индукции ВМП, показанные на рис. 2, имеют U-образный вид, причем точка минимума смещается в сторону увеличения индукции при увеличении скорости вращения (здесь и на последующих рисунках приводятся результаты при продольной подаче газа, которые в отличие от данных при закрученном потоке более ярко отражают характер основных закономерностей).

Зависимости напряжения от скорости вращения поля также имеют экстремум (рис. 3). Падающая ветвь обусловлена удалением разряда от стенки и снижением тепловых потоков в нее по мере увеличения скорости вращения, возрастающая — увеличением длины дуги за счет смещения опорного пятна вдоль по аноду.

Зависимости удельных тепловых потоков в стенку разрядной камеры от скорости вращения поля имеют падающий характер (рис. 4), поэтому КПД установки возрастает по мере увеличения скорости вращения (рис. 5).

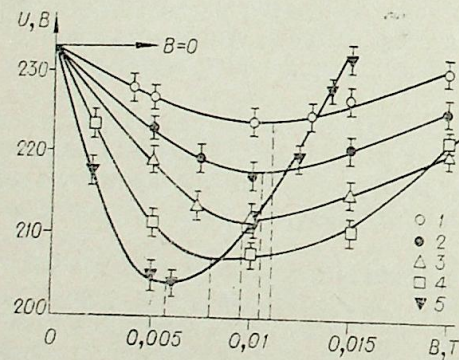


Рис. 2. Зависимости напряжения на дуге от индукции магнитного поля для различных скоростей его вращения при токе 100 А и расходе воздуха 2 г/с. 1 — 2000 об/с; 2 — 1500; 3 — 1000; 4 — 500, 5 — 50 об/с.

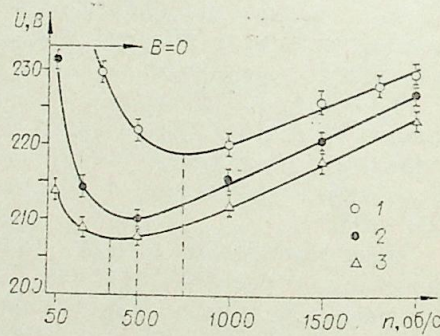


Рис. 3. Зависимости напряжения на дуге плазменной установки от скорости вращения магнитного поля. I=100 А, G=2 г/с; B=0,2 Т (1); 0,015 Т (2); 0,01 Т (3).

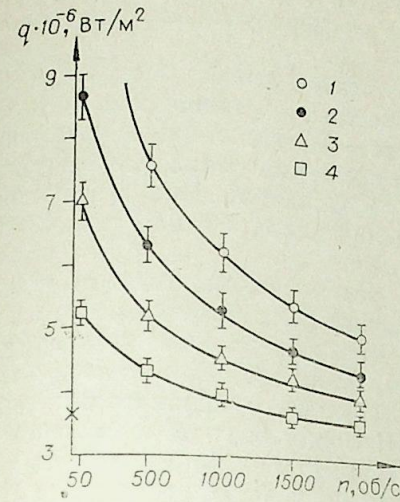


Рис. 4. Зависимости условной средней плотности теплового потока в стенку разрядной камеры и анод от скорости вращения внешнего магнитного поля.

I=100 А, G=2 г/с; B=0,2 Т (1); 0,015 Т (2); 0,01 Т (3); 0,005 Т (4).

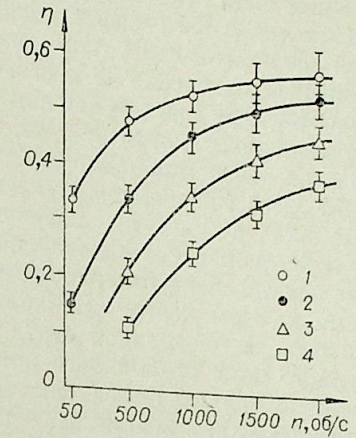


Рис. 5. Зависимости КПД плазмотрона от скорости вращения внешнего магнитного поля.

I=100 А, G=2 г/с; B=0,005 Т (1); 0,01 Т (2); 0,015 Т (3); 0,02 Т (4).

При проведении экспериментальных исследований на описанной установке была замечена сильная зависимость длины светящегося факела плазменной струи от параметров вращающегося магнитного поля. На рис. 6 представлены результаты фотосъемки плазменного факела в различных режимах работы плазмотрона. По горизонтали фотографии

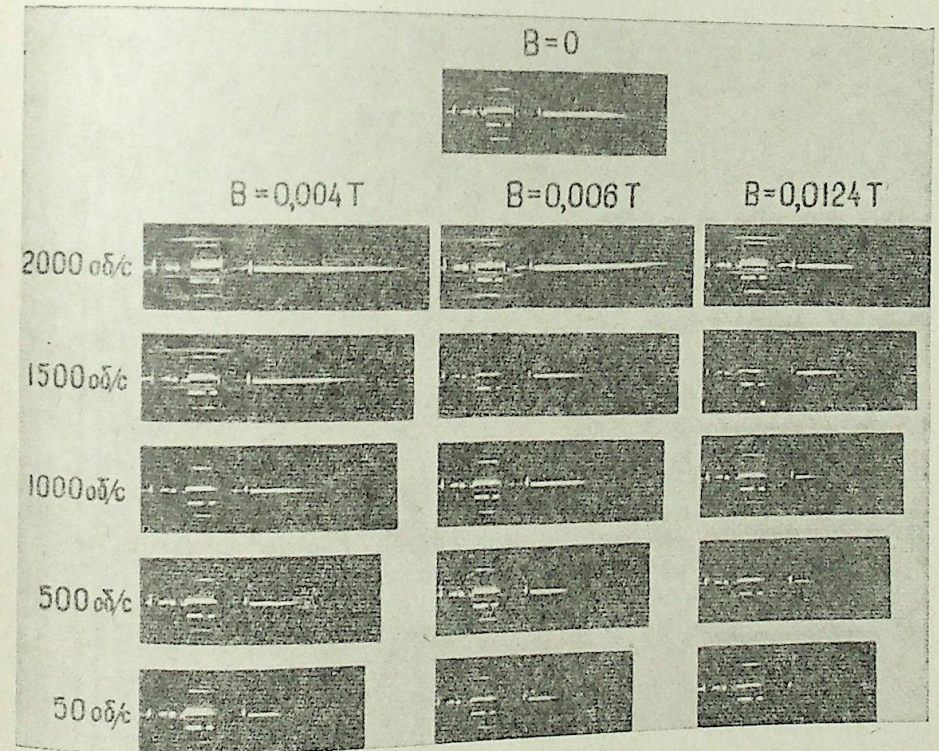


Рис. 6. Результаты фотосъемки светящегося факела плазменной струи при различных параметрах вращающегося магнитного поля.

располагаются по мере увеличения индукции магнитного поля от 0,004 до 0,0124 Т, по вертикали сверху вниз — по мере уменьшения скорости вращения поля от 2000 до 50 об/с.

Одиночная фотография сверху соответствует режиму, когда вращающееся магнитное поле отключено. В процессе фотосъемки ток дуги поддерживался на уровне 30А, расход воздуха — 0,5 г/с. Анализ фотографий показывает, что при увеличении скорости вращения длина факела растет, при увеличении магнитной индукции — уменьшается. При повышенных скоростях вращения поля (1500, 2000 об/с) длина факела значительно (в 1,74 раза) больше, чем в режиме без поля.

Анализ результатов, полученных на установке, показывает, что поперечное вращающееся магнитное поле может быть использовано: а) для управления основными энергетическими характеристиками плазмотрона, такими как мощность, КПД; б) для управления геометрическими размерами факела плазменной струи, а следовательно, и параметрами температурного поля плазменного потока. ВМП может быть использовано для увеличения длины факела плазменной струи, стабилизации работы установки в условиях низких расходов газа или продольной его подачи. Иными словами, использование ВМП расширяет возможности существующих плазмотронов.

Куйбышевский политехнический институт
им. В. В. Куйбышева

УДК 537.523.5

А. К. КУЗЬМИН, Е. П. ПАХОМОВ

ПРОЛЕТНАЯ МОДЕЛЬ ВЛИЯНИЯ РАСХОДА ГАЗА НА РАЗВИТИЕ ВИНТОВОЙ ФОРМЫ ДУГИ

Цель данной работы — экспериментальная проверка следствий из «пролетной» модели [1], которая основана на предположении, что роль расхода газа G сводится в основном к сносу дугового столба потоком газа, т. е. к изменению одного параметра — времени пребывания (пролета) элемента дугового столба в области, где возможно развитие винтовых возмущений. Следовательно, поток газа переводит установившуюся винтовую дугу в развивающуюся (неустановившуюся).

Исследовалась дуга в аргоне при $p=0,1$ МПа в приложенном продольном магнитном поле B . Радиус стабилизирующего канала $R=0,41$ см (установка описана в [2]). $G>0$ соответствует потоку газа от анода к катоду.

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости безразмерного радиуса винтовой дуги $a = a_d/R$ от продольной координаты z для нескольких значений B и G (величина a измерялась по методике, предложенной в [2]). На рис. 1 видно, что если $a(z)$ зависит от B и G , то $a = f(\Delta z/|G - G_x|)$ является функцией только B и не зависит от G . Здесь Δz — расстояние от сечения канала, начиная с которого, a может возрастать до сечения наблюдения. Заметим, что $\Delta z/|G - G_x| \sim t_{пр}$; ($t_{пр}$ — время пролета участком дуги Δz . G_x — характерный расход газа, при котором винтовой дуговой столб (ВДС) неподвижен относительно соленоида. Известно, что при $G=0$ винтовая дуга в приложенном продольном магнитном поле имеет собственную скорость движения фазы винта относительно среды, направленную всегда от анода к катоду [3]. Соответствует

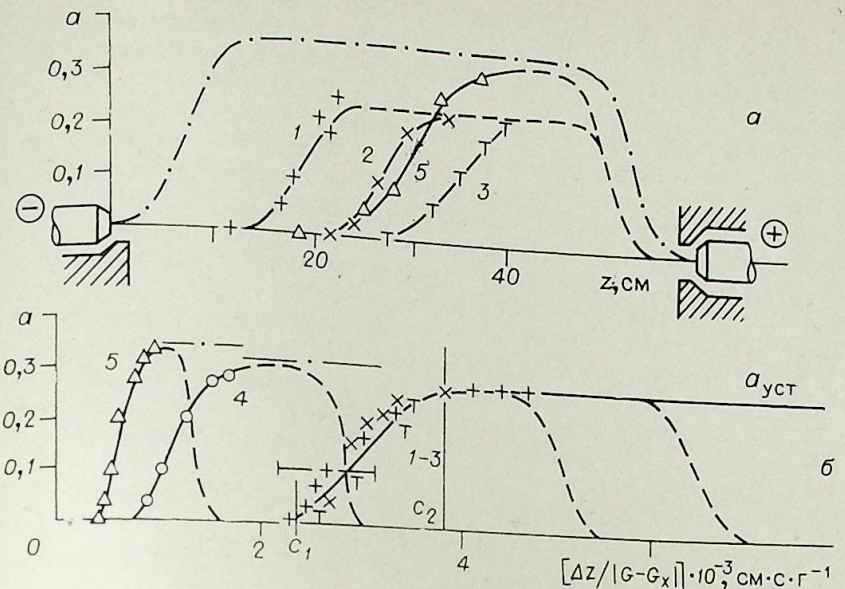


Рис. 1. Экспериментальная зависимость $a(z)$ — а и $a(\Delta z/|G - G_x|)$ — б для $R=0,41$ см, $I=24$ А.
1, 2, 3 — $B=5,3$ мТ; $G=-0,0075$ (1); $-0,0107$ (2); $-0,0125$ г/с (3); 4 — $B=6,7$ мТ, $G=-0,22$ г/с; 5 — $B=11$ мТ, $G=-0,044$ г/с. Штрихпунктир — распределение продольной составляющей B .

ли это движение перемещению или вращению ВДС, осталось в [3] невыясненным. По-видимому, G_x соответствует компенсации собственного движения ВДС сносом его потоком газа. При этом ВДС остается неподвижным (не вращаясь и не перемещаясь) относительно соленоида и тем самым наблюдателя.

Получение при $B = \text{const}$ (рис. 1, б) единой зависимости $a = f(\Delta z/|G - G_x| \sim t_{пр})$ для различных G (кривая 3) является непосредственным доказательством того, что основная причина деформации профилей $a(z)$ при изменении G (рис. 1, а, кривые 1, 2, 3) в соответствии с [1] — просто снос ВДС потоком относительно соленоида. Одновременно это означает, что собственное движение фазы ВДС по [3] в наших условиях есть (в пределах погрешности измерения $\Delta|G - G_x| = \pm 0,0006$ г/с) продольное перемещение, а не вращение. Величина $|G_x|$ растет при увеличении B (рис. 2), что также согласуется с [3].

На зависимости $a(\Delta z/|G - G_x|)$ можно выделить три характерные зоны (рис. 1, б, кривая 3). На участке $0 - c_1$, по-видимому, $a < a_{уст} \approx 0,01$ — минимальной величины, фиксируемой при данном способе наблюдения

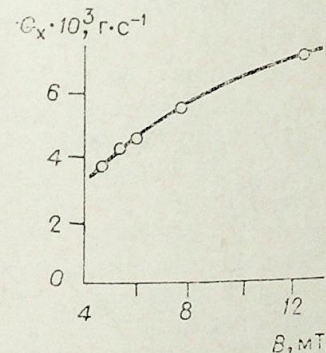


Рис. 2. Зависимость $G_x(B)$ для $I=24$ А, $R=0,41$ см.

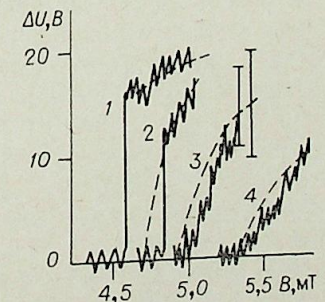


Рис. 3. Зависимость $\Delta u(B)$ на участке дуги ~ 57 см $I=24$ А для $G=-0,004$ г/с (1); 0,0078 (2); 0,0112 (3); 0,0168 г/с (4).

Видно, что увеличение B ускоряет развитие винтовой дуги, $c_1 \sim (B(a \geq 0) - B(a \geq 0, t_{пр} \rightarrow \infty))^{-1}$. На участке $c_1 - c_2$ наблюдается быстрый рост a и далее происходит асимптотический выход на установившееся значение $a_{уст}$.

Следовательно, если $t_{пр}$ таково, что $\Delta z / |G - G_x| < c_1$, то наличие в канале ВДС не будет зафиксировано в эксперименте. При $c_1 < \Delta z / |G - G_x| < c_2$ в части канала будет наблюдаться конусный, увеличивающийся вдоль канала свой радиус ВДС, представляющий собой пространственную развертку процесса развития винтовой дуги во времени. При $\Delta z / |G_1 - G_2| > c_2$ в эксперименте кроме конусного будет реализовываться участок ВДС с $a_{уст}$, т. е. участок цилиндрического ВДС. Если, наконец, $G = G_x$, т. е. $t_{пр} \rightarrow \infty$, то реализуется установившаяся винтовая дуга. При этом в части канала, где $B = \text{const}$, будет наблюдаться цилиндрический винтовой дуговой столб, описываемый [4], а в областях снада B расположатся два установившихся конусных участка ВДС.

Рассмотрим теперь, чему же соответствуют измеренные в [3–5] значения $B_{кр}(G)$ и $I_{кр}(G)$.

Для упрощения регистрации наличия в канале ВДС использовалось в соответствии с [3] измерение повышения напряжения ΔU на участке канала при переходе дугового столба в винтовую форму при увеличении B . Для такого способа можно записать

$$\Delta U = E_0 \left(\int_0^l \sqrt{1 + k^2 + (a/\lambda)^2} dz - l \right), \quad (1)$$

где l — длина участка канала занятого винтом, $\lambda = \lambda_d / 2\pi R$ — безразмерный шаг винта, k — тангенс угла раскрытия конусного ВДС, E_0 — напряженность поля в цилиндрической дуге на 1 см длины дугового столба. В выражении (1) принято также, что E_0 не меняется при переходе дуги в винтовую форму.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости $\Delta U(B)$ для нескольких значений G . Питание установки осуществлялось от источника напряжения ($u_{xx} = 910$ В) с добавочным сопротивлением $R_{доб} = 25$ Ом, что обусловило неустойчивость участков вольт-амперной характеристики дуги $c - \frac{\partial U}{\partial I} > R_{доб}$. Видно (см. рис. 3), что при $G = G_x$ фиксируется скачкообразное изменение $\Delta U(B)$, что связано, по-видимому, как с упомянутой неустойчивостью системы источник — дуга, так и со скачкообразным характером поведения зависимости $a_{уст}(B)$ [2].

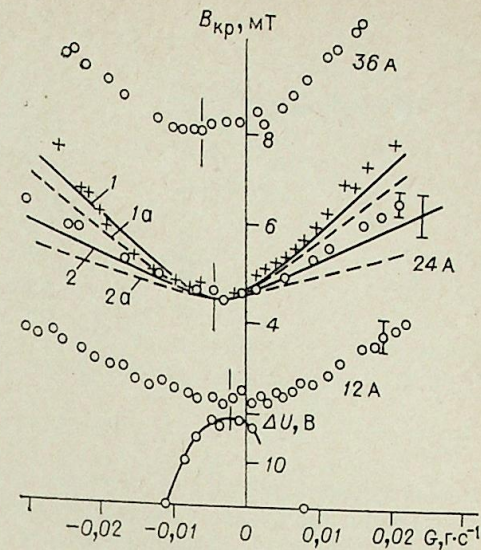
Непосредственный расчет $\Delta U(B)$ по данным рис. 1 для $E_0 = \text{const}$, с учетом уменьшения тока I с ростом ΔU , зависимости $G_x(B)$ (см. рис. 2), экспериментального значения $\lambda = 0,58 \pm 0,05$ и действительного профиля $B(z)$, как видно из рис. 3, дал хорошее согласие с результатами эксперимента. (Нереализуемая из-за неустойчивости источник — дуга область $\Delta U(B)$ не определялась.) Из рис. 3 видно, что при $|G - G_x| > 0$, когда в канале реализуется нецилиндрический ВДС, величина фиксируемого в эксперименте критического магнитного поля $B_{кр}$ возрастает. Это, в первую очередь, обусловлено зависимостью длины незаанной винтом области канала от B , т. е. зависимостью $c_1 = \varphi(B)$, а при больших $|G - G_x|$ зависит также от чувствительности метода регистрации. Это позволяет ввести понятие истинного (не зависящего от G) критического магнитного поля $B_{кр}^{ист}$ [1], которое соответствует переходу: прямая дуга — винтовая или обратно при $t_{пр} \rightarrow \infty$, т. е. при $G = G_x$, и зависит в соответствии с [4] от рода газа, давления, I и R , а также величины $\lambda_{кр}$.

На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости $B_{кр}(G)$ для $I = 12, 24$ и 36 А, в том числе на $I = 24$ А для двух длин соленоида $l_c = 47$ и 23 см. Видно, что в соответствии с пролетной моделью $B_{кр}$ уве-

Рис. 4. Зависимость $B(G)$ и $\Delta U(G)$.
Эксперимент: 0 — $l_c = 47$ см; + — $l_c = 23$ см.
Расчет при $\Delta U_{ф} = 1 - 0,5$ В, $l_c = 23$ см, 2 — 1 В, $l_c = 47$; 1а, 2а при $\Delta U_{ф} \rightarrow 0$.

личивается при уменьшении $t_{пр} \sim l_c / |G - G_x|$. Минимум $B_{кр}(G)$, соответствующий $G = G_x$ и $t_{пр} \rightarrow \infty$, дает $B_{кр}^{ист}$. Расчет $B_{кр}(G)$ для $I = 24$ А и $l_c = 47$ и 23 см с $\Delta U_{ф}$, соответствующей условиям фиксации появления винта в эксперименте, дал, как видно из рис. 4, хорошее согласие с экспериментальными данными (расчет с $\Delta U_{ф} \rightarrow 0$ соответствует $a \geq 0$ при $\Delta z / |G - G_x| \geq c_1$, по рис. 1).

Институт высоких температур
АН СССР, Москва



ЛИТЕРАТУРА

1. Пахомов Е. П. Пролетная модель влияния расхода газа на развитие винтовой неустойчивости дуги.— ТВТ, 1980, 18, 1.
2. Асиновский Э. И., Кузьмин А. К., Пахомов Е. П. Измерение геометрических параметров винтовой дуги.— ТВТ, 1980, 18, 1.
3. Асиновский Э. И., Афанасьев А. А., Пахомов Е. П. Исследование характеристик стабилизированной стенкой дуги высокого давления в продольном магнитном поле.— ТВТ, 1976, 14, 4.
4. Афанасьев А. А., Пахомов Е. П., Сычев П. Е. Модель винтовой формы дуги.— ТВТ, 1978, 16, 2.
5. Пахомов Е. П., Сычев П. Е. Модель винтовой дуги.— ТВТ, 1979, 17, 4.

УДК 621.791.948

Ю. Я., КИСЕЛЕВ, И. А. ПРОЦУК

ПОВЫШЕНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЕННЫХ ДУГ РЕГУЛИРОВАНИЕМ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ

Повышение эффективности процесса плазменной резки металлов требует увеличения электрической мощности дуги и более интенсивного сжатия дугового столба в формирующем сопловом насадке режущего плазматрона. И то и другое обуславливает повышение рабочего напряжения дуги. Современная тенденция применения плазматронов для резки металлов большой толщины также вызывает необходимость повышения рабочего напряжения. Однако, как известно, напряжение холостого хода источников питания при механизированной резке ограничено в пределах до 500 В.

Особенностью горения режущей дуги является изменение ее длины внутри полости реза под влиянием растягивающего действия потока плаз-

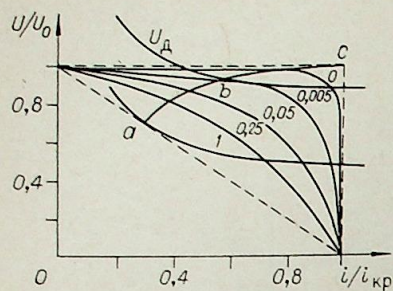


Рис. 1. ВАХ источника питания и дуги.

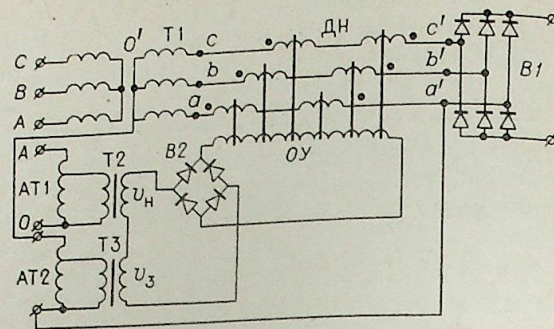


Рис. 2. Принципиальная схема источника питания.

мообразующего воздуха и процесса шунтирования дуги. В связи с этим при плазменно-дуговой резке металлов очень важное значение приобретают устойчивость и стабильность горения дуги, которые существенно зависят от формы внешней характеристики применяемого источника питания.

Об устойчивости горения плазменной дуги можно судить по наибольшему напряжению на дуге при ее гашении, например, вследствие ее растяжения. В отключающей технике это напряжение, а соответственно ток и длину дуги называют критическими. Определение значений этих величин производилось в предположении медленного увеличения напряжения на дуге, когда динамические характеристики не отличаются от статических. В этом случае процесс увеличения напряжения на дуге представляется параллельным смещением ее вольт-амперных характеристик (ВАХ) вверх вдоль оси напряжений. Дуга гаснет в точке касания соответствующих ВАХ источника питания и дуги.

На рис. 1 определены критические напряжения для ВАХ источника питания различной формы. Кривая, соединяющая точки касания a , b , c , представляет собой границу зоны устойчивого горения дуги.

ВАХ источника питания и дуги аппроксимированы равносторонними гиперболами со смещенным центром соответственно $U_d = A/i + B$; $U_n = (Ci + D)/(i + E)$, где U_d , U_n — напряжения дуги и источника питания; i — ток; A , B , C , D , E — коэффициенты.

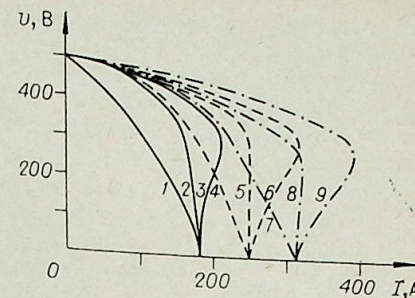
О степени кривизны каждой ВАХ источника питания можно судить по коэффициенту $K = D = CE$, а о кривизне ВАХ дуги — по коэффициенту A . Значения коэффициентов K указаны около соответствующей кривой на рис. 1 при $A = 0,1$.

Коэффициент $B_{кр}$, соответствующий критическому напряжению, определяется по формуле $B_{кр} = (A + D + 2\sqrt{AK})/E$. Значения критического тока и напряжения находим из выражений $i_{кр} = (A + B_{кр}E - D)/(C - B_{кр})^2$, $U_{кр} = A/i_{кр} + B_{кр}$. Зависимость критического напряжения от критического тока определяется следующим образом: $U_{кр} = A/i_{кр} + (2Ci_{кр} - A + D)/(2i_{кр} + E)$.

Следовательно, в условиях ограничения напряжения холостого хода наиболее оптимальной формой внешней статической характеристики источника питания является прямоугольная. Стремление к получению такой формы характеристики приводит к использованию все более сложных специальных схем выпрямителей.

Авторы разработали простую схему выпрямителя (рис. 2), управляемого дросселями насыщения ДН, включенными в фазные цепи вторичных обмоток силового трансформатора Т1 с единой обмоткой управления ОУ, обеспечивающую регулирование формы внешней характеристики в широ-

Рис. 3. Внешние статические характеристики источника питания.



ком диапазоне*. Для этого в цепь управления обмоткой подмагничивания включены (кроме основных — автотрансформатора АТ1 и трансформатора Т2) дополнительно автотрансформатор АТ2 и трансформатор Т3, получающие питание от напряжения, обратно пропорционального рабочему току.

Подключение последних можно выполнить к любой фазе и нулевой точке вторичных обмоток силового трансформатора или на любое междуфазное напряжение за дросселем.

Варьируя соотношением амплитуд и фаз напряжений, можно получить характеристики выпрямителя, обладающие различным критическим внешние статические характеристики выпрямителя, соответствующие различным соотношениям напряжений трансформаторов Т2 и Т3.

Амплитуду этих напряжений можно регулировать с помощью автотрансформаторов АТ1 и АТ2. Изменение фазы напряжения трансформатора АТ2 производится переключением автотрансформатора АТ2 на фазные напряжения $a'o'$, $b'o'$, $c'o'$; $o'a'$, $o'b'$, $o'c'$ и междуфазные напряжения $a'b'$, $b'c'$, $c'a'$, $b'a'$, $c'b'$, $a'c'$ на выходе дросселей насыщения. Возможно подключение автотрансформатора АТ2 непосредственно на обмотки дросселя aa' , bb' , cc' .

Ниже приведены $K_{Т1}$, $K_{Т2}$ — коэффициенты трансформации автотрансформаторов АТ1 и АТ2 соответственно кривым на рис. 3:

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$K_{Т1}$	4,5	4,5	4,5	2,5	2,5	2,5	1,85	1,85	1,85
$K_{Т2}$	—	5,6	2,9	—	2,75	1,9	—	2,8	1,5

Проведенные исследования показали возможность увеличения критического напряжения, а следовательно, и длины дуги на 20% и более по сравнению с обычным выпрямителем.

Разработанный выпрямитель успешно эксплуатируется в заводских условиях ПО Молдавгидромаш.

Кишиневский политехнический институт
им. С. Лазо

УДК 537.523

М. Г. ФРИДЛЯНД

УСЛОВИЯ РАБОТЫ КАТОДА СИЛЬНОТОЧНОЙ ДУГИ В РЕЖИМЕ ПОСТОЯННОГО ВОЗОБНОВЛЕНИЯ

Наличие в газовой атмосфере дуги углеводородов — неограниченного источника ионов углерода — позволяет полностью исключить материал подложки (активной вставки) из состава поверхностных расходов.

* Киселев Ю. Я. и др. Выпрямитель для плазменной резки Авт. свид. № 541609. М. Кл. 623 К 9/00. — Бюл. изобр., 1976, № 12.

мых слоев катода и обеспечить постоянное их возобновление из этой атмосферы [1]. Это предельный случай снижения эрозии катода за счет возвращения части его израсходованного материала в виде положительных понов [2].

Экспериментальные исследования работы катода на токе до 750 А показали, что его возобновление возможно лишь при выполнении ряда условий, к которым относятся, в частности, поддержание определенной концентрации свободного углерода в газовой атмосфере дуги и строгое соблюдение цикла формирования и гашения дуги и ее локализация на рабочей поверхности катода. Они определяют состав и расход плазмообразующей смеси, геометрию дугового промежутка, требования к источнику электрического питания и системе регулирования.

Обязательным условием является и изготовление активной вставки из материала, обеспечивающего оптимальный режим работы составного катода в целом. Этот материал должен обладать следующими основными качествами: малое время формирования истинного постоянно возобновляющегося катода, прочная связь с углеродом истинного катода, хорошие теплофизические и термомеханические характеристики. Необходимость выполнения этих требований ограничила круг исследованных материалов карбидообразующими металлами IV и VI группы периодической таблицы и графитом, в виде стержней диаметром $(1,5 \dots 2,0)10^{-3}$ м, длиной $(3 \dots 4)10^{-3}$ м, запрессованных в медные корпуса составных катодов, а также медью. В последнем случае функции активной вставки выполнял непосредственно медный корпус катода.

Исследования проводились при горении дуги на токе от 250 до 750 А в смесях метана с углекислым газом при суммарном расходе $2 \dots 5$ г · с⁻¹. Образовавшиеся катоды разрезались в диаметральной плоскости и производился просмотр выполненных на поверхности реза шлифов под микроскопом МИМ-8 при увеличении 40...1000. Катоды со вставками из карбидообразующих металлов исследовались по методике [3]. Травление шлифов выполнялось в разбавленных смесях плавиковой и азотной кислоты, в глицерине или в кипящей перекиси водорода; микротвердость измерялась на приборе ПМТ-3 при нагрузке 50 Гс.

На шлифе катода со вставкой из гафния уже при малых увеличениях выделяется четко ограниченный объем металла, связанный с истинным катодом (рис. 1). На границе этого объема с истинным катодом в средней его части — слой с пенообразной структурой толщиной до 40 мкм, диаметром 0,5...0,6 мм с микротвердостью 2300...2400 ед. НВ. По мере продвижения в глубь вставки структура очерченного объема становится более компактной при сохранении высокой твердости: 1700 ед. НВ непосредственно под слоем с пенообразной структурой, 1500 — на расстоянии 15 мкм от него, 850...900 — на границе объема. На расстоянии 0,2...0,3 мм от границы твердость плавно снижается до уровня, соответствующего основному металлу. По краям очерченного объема, у медной водоохлаждаемой обоймы — сосредоточенные раковины усадочного характера (рис. 2). При пленочном травлении указанные участки вставки с разной структурой и микротвердостью окрашиваются в разные цвета.

Конструкция составного катода определяет возможность появления в нем при работе значительных напряжений и деформаций [4], способных вызвать его термомеханическое разрушение. Поэтому при анализе металлографической картины и распределения микротвердости по глубине первоначально однородной по составу и свойствам вставки из гафния определялось изменение этих характеристик в процессе горения дуги. Результаты анализа, идентичные и для других карбидообразующих металлов, показывают, что при первом зажигании дуги до сформирова-

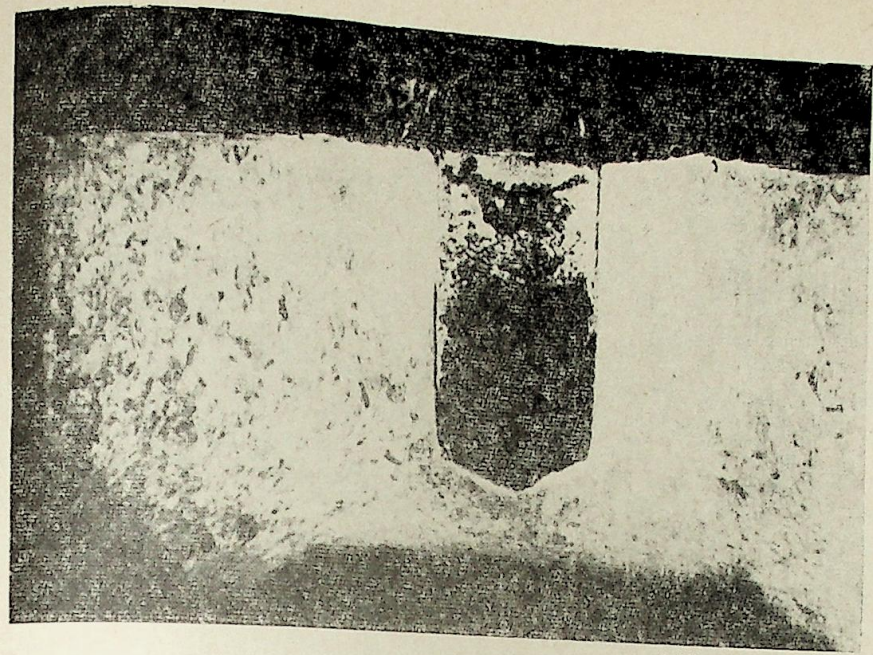


Рис. 1. Макрофотография катода со вставкой из гафния. $\times 10$

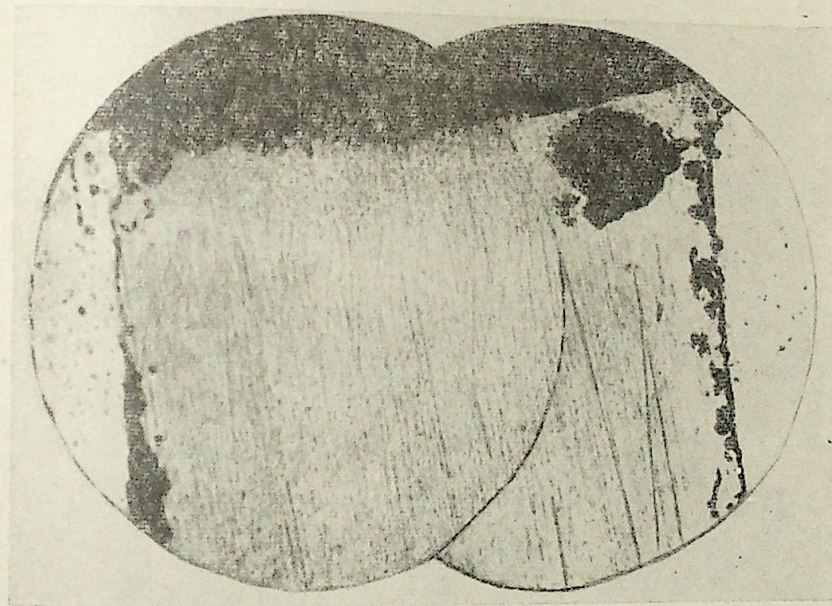


Рис. 2. Микрофотография участка вставки из гафния. $\times 40$

ния истинного углеродного катода значительный объем металла вставки расплавляется и насыщается углеродом до образования карбидов различного состава. Скорость науглероживания в этот момент, т. е. когда вставка работает в режиме термохимического катода и контактирует с газовой атмосферной, служащей неограниченным источником углерода, максимальна [5]. После же сформирования истинного катода, происходящего за время не более 0,1 с, науглероживание вставки, прочно связанной с этим катодом, происходит за счет твердофазной диффузии. Следовательно, вставка из карбидообразующего металла, первоначально

однородная, при горении дуги разделяется по высоте на слои с изменяющимися во времени и различным химическим составом и свойствами, что приводит к появлению термических напряжений и деформаций вплоть до нарушения механического и теплового контакта вставки и корпуса и разрушения составного катода.

На вставке из меди с худшими, чем у карбидообразующих металлов, термоэмиссионными характеристиками формирование истинного углеродного катода затягивается на десятки секунд и сопровождается хаотическими перемещениями катодной области, что вызывает появление лунки на месте выплавленной при этом меди. Частицы углерода (графита) уже сформированного катода, ориентированные в направлении преимущественного теплоотвода, покрывают плотным однородным слоем толщиной 0,3...0,6 мм лишь центральную часть лунки, примерно 10% ее поверхности. Отсутствие химического взаимодействия и низкая растворимость углерода в меди [6] определяют, с одной стороны, постоянство состава и характеристик катода во времени при горении дуги, с другой — низкую прочность сцепления истинного катода со вставкой. Последнее, в свою очередь, вызывает отслаивание истинного катода от меди, особенно в переходных режимах (включение и выключение дуги, изменение тока и т. п.), выход на нее катодной области и мгновенное (на больших токах) тепловое разрушение катода.

Катод с графитовой вставкой также состоит из слоев (рис. 3), имеющих, однако, одинаковый химический состав. Графит истинного катода, толщина которого не превышает 20...30% от общей толщины катода, как и на медной вставке, плотен и однороден, имеет металлический блеск, характерный для пирографита, более высокую плотность. Указанные отличия от графита вставки сопровождаются нарушением в кристаллической решетке — повышенное содержание в ней дефектов, вызванное бомбар-

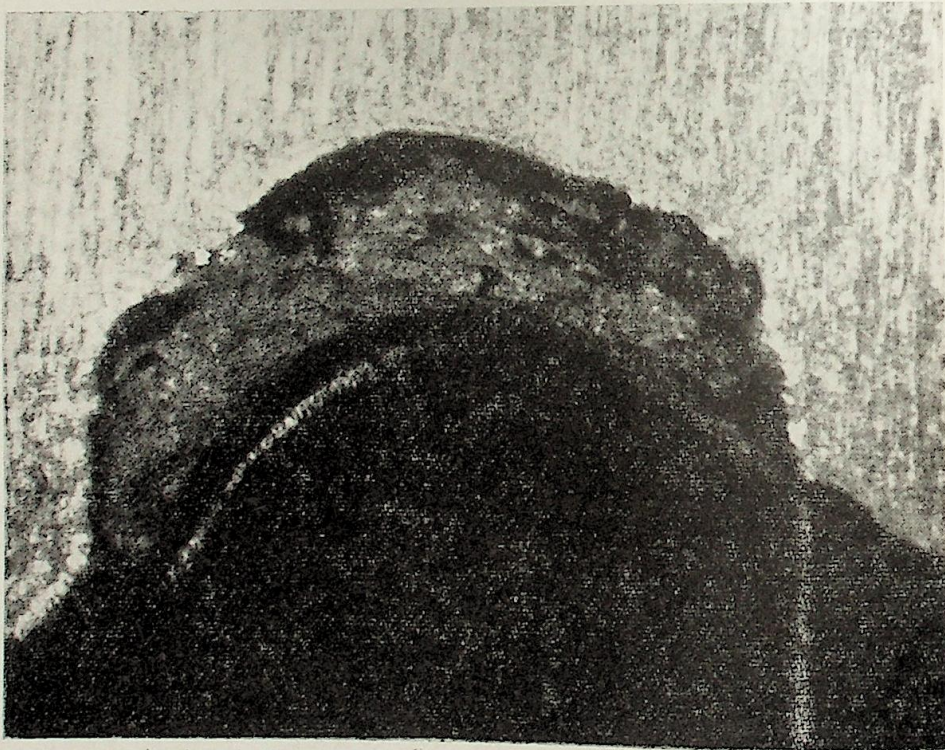


Рис. 3. Макрофотография катода со вставкой из графита. $\times 50$.

дировкой ионами углерода [7], и не связаны с каким-либо изменением химического состава. Однородность состава, а следовательно, и таких характеристик материала катода, как прочность, коэффициенты линейного и объемного расширения, теплопроводность и т. д., в течение всего времени горения дуги, исключает возникновение термомеханических деформаций и напряжений, обусловленных появлением слоев с различными значениями этих характеристик. Сцепление слоев катода со вставкой из графита определяется химическими связями того же порядка, что и в случае карбидообразующих металлов [8]. Также близки термоэмиссионные характеристики графита, этих металлов и их карбидов, что определяет малое время формирования истинного катода.

Сочетание у графита всех положительных с точки зрения формирования и работы постоянно возобновляющегося катода характеристик, присущих другим исследованным материалам лишь по отдельности, позволяет рекомендовать его для использования в качестве активной вставки при горении дуги в углеродсодержащей плазмообразующей смеси. Это подтвердилось и при испытаниях плазмотронов в различных технологических процессах, включая и такой напряженный, как металлургический, с подачей плазменной струи под поверхность ванны расплава [9]. На токе 500...700 А катоды со вставками из графита, охлаждаемые водой с расходом 0,3...0,35 кг \cdot с $^{-1}$, работают в течение десятков часов в безэрозионном режиме при плотности тока через истинный катод (8...10) $\times 10^3$ А/см 2 .

Гипроникель, Ленинград

ЛИТЕРАТУРА

1. Фридлянд М. Г. Электродуговая горелка с самовосстанавливающимся катодом.— Автоматическая сварка, 1980, № 11.
2. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
3. Россомaho Я. В. Методы исследования катодов для плазменной обработки.— Электротехническая промышленность, Сер. «Электросварка», 1972, 2 (11).
4. Жуков М. Ф., Никифоровский В. С. Особенности теплового и механического состояния составных катодов.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977.
5. Cadoff L. H. Trans. Metallurg. Soc., NIME, 1967, 239, 6.
6. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. т. 1. М., Металлургиздат, 1962.
7. Фридлянд М. Г., Неймотин М. А., Косс В. А. Катод, формирующийся из газовой фазы при горении сжатой дуги в углеводородах, как источник информации о прикатодных процессах.— ВТ, 1976, 14, 1.
8. Энергия разрыва химических связей. Потенциал ионизации и средство к электрону. Справочник/под ред. акад. В. М. Кондратьева. Наука, 1974.
9. Лакерник М. М., Шебалина Р. И., Головачев А. И. и др. Применение высокотемпературных газовых потоков при восстановительно-возгоночных процессах.— Цветные металлы, 1979, 7.

УДК 537.525.5

Я. Р. КУЧЕРОВ, А. С. ПУСТОГАРОВ, А. П. ХАЛБОШИН,
О. Д. ЗАРАЙСКИЙ

СТРУКТУРА ЦИРКОНИЕВОГО КАТОДА ПЛАЗМОТРОНА

Известно, что цирконий (Zr) является геттером и хорошо растворяет большинство газов. С рядом газов цирконий образует устойчивые химические соединения — окислы, нитриды, карбиды и гидриды циркония. Температура плавления некоторых из этих химических соединений почти в 2 раза превышает соответствующее значение для чистого циркония [1]. Эмиссионная способность соединений тоже достаточно велика [2].

Характерная зона	Примерная толщина, мкм	Химический состав	Микротвердость, кг/мм ²
1	300	ZrO ₂ , ZrN	1500
2	100 ÷ 300	ZrO ₂ ZrN, Zr—80%	600 ÷ 700
3	2000	Zr—N, ZrH _{0,4±0,2}	350 ÷ 400
4	—	Zr	100 ÷ 150
5	100 ÷ 200	Zr—O (твердый раствор)	100 ÷ 200

Все это и обеспечивает работоспособность термохимических электродов из циркония [3, 4].

Ниже представлены результаты исследования состояния поверхности и структуры катода из Zr, заделанного в водоохлаждаемую медную обойму (диаметр циркониевого стержня 5 мм), проработавшего на воздухе ($p = 10^5$ Па) при токе $I = 150$ А в течение 10 мин.

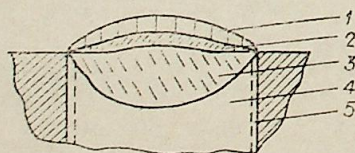
На поверхности остывшего катода в естественном свете видны концентрические «темные» и «светлые» зоны. Для естественного света «светлая» зона прозрачна и является оптически активной, что позволяет в поляризованном свете определить, что она является пленкой. Оценка толщины пленки по наведению резкости на ее нижнюю и верхнюю границы дает величины от 3 до $300 \cdot 10^{-6}$ м.

Определение работы выхода методом контактной разности потенциалов показало, что «светлая» зона является диэлектриком. Значение работы выхода электронов для «темной» зоны составило $3,5 \div 3,7$ эВ. Кроме того, эти измерения показали, что «темная» зона на поверхности не отделена диэлектрическими слоями от основной массы материала.

Для анализа катод разрезали в плоскости, проходящей через ось катода, после чего на плоскости разреза был изготовлен металлографический шлиф. Использовались методы измерения микротвердости, микрорентгеновского и масс-спектрометрического анализа. Результаты анализа представлены в таблице.

Расположение характерных зон показано на рисунке (штриховкой показана медная охлаждающая обойма). Зона 1 состоит из набора кристаллических блоков, вставленных в подложку из ZrN. Отметим, что слой ZrO₂ не сплошной и местами ZrN выходит на поверхность. Стехиометрический состав нитрида (или оксинитрида) установить не удалось. В зоне 2 развита зернистая дендритная структура, причем цирконий составляет 80% атомарных от всего соединения. Твердость отдельных зерен выше, чем у основного материала.

В зоне 3 присутствует азот и гидрид циркония ZrH_{0,4±0,2}, что объясняется большими скоростями диффузии водорода по сравнению с кислородом и азотом. Водород, по-видимому, появляется за счет разложения паров воды, имеющих в воздухе, в плазме дуги. Зона 4 не отличается по составу от исходного материала. Визуального отличия тоже не наблюдается. В зоне 5, прилегающей к катододержателю концентрация кислорода выше, чем в исходном материале и зоне 4, что объясняется газоделиением из медной обоймы или прохождением газа по недостаточно плотному контакту медь — цирконий.



Характерные зоны на микрошлифе циркониевого катода. Воздух, $I = 150$ А, 10 мин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тот Л. Карбиды и нитриды переходных металлов. М., Мир, 1974.
2. Фоменко В. С., Подчерняева И. А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов. Справочник. М., Атомиздат, 1975.
3. Быховский Д. Г., Медведев А. Я. Электротехническая промышленность. Сер. Электросварка. 1972, вып. 2 (11).
4. Болотов А. Ю., Борисова Т. В. Термохимический катод конструкция и работа. — В кн.: Тр. V Всесоюз. конф. по физике и генераторам низкотемпературной плазмы, ч. II. Новосибирск, 1972.

УДК 533.92

Ф. Г. БАКШТ, О. Г. РУТКИН

ТЕОРИЯ ОБТЕКАНИЯ ПЛОСКОГО ЭЛЕКТРОДА ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ

У поверхности, обтекаемой слабоионизованной плазмой, образуется «электрический» пограничный слой (ПС), в пределах которого происходит резкое уменьшение концентрации плазмы вследствие амбиполярной диффузии заряженных частиц на поверхность. Структура ПС определяется в основном соотношением между четырьмя характерными линейными масштабами: толщиной лэнгмюровской оболочки $L_{\mathcal{L}}$, поперечными размерами газодинамического $\delta_d^{(0)} = L_0 / \sqrt{R_d^{(0)}}$, диффузионного $\delta_d^{(0)} = L_0 / \sqrt{R_d^{(0)}}$, и ионизационного $L_i = \sqrt{D_a \tau_i}$ пограничных слоев. Здесь L_0 — длина обтекаемой пластины, $R_d^{(0)} = V_{\infty} L_0 / \nu_d$, $R_d^0 = V_{\infty} L_0 / D_a$, V_{∞} — скорость потока, ν_d — кинематическая вязкость, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, $\tau_i^{-1} = 2 [N_0 \bar{V}_e \sigma(T_e)]^{-1}$ — время ионизации (N_0 — концентрация нейтральных атомов, σ_0 — эффективное сечение ионизации). Ниже рассматривается достаточно плотная плазма, когда $L_{\mathcal{L}} \ll \delta_d^{(0)}$, $\delta_d^{(0)}$, L_i ,

В случае $L_i \gg \delta_d^{(0)}$ генерация ионов в пределах ПС незначительна и электрический ПС подобен газодинамическому [1]. При $L_i \ll \delta_d^{(0)} \sim \delta_d^{(0)}$ в области покоящейся плазмы, примыкающей к электроду, образуется однородный по длине пластины ионизационный ПС (теория таких слоев рассмотрена в [2]) — этот случай соответствует достаточно высокой температуре T_e электронов и большому $\sigma_0(T_e)$. Ионизационный и диффузионный ПС изображены соответственно на рис. 1 и 2 (область однородной плазмы за пределами этих слоев заштрихована). Для $L_i \sim \delta_d^{(0)}$ в пределах электрического ПС одновременно существенны конвекция, ионизация и рекомбинация, а также — амбиполярная диффузия.

При существенно дозвуковом обтекании ($M \ll 1$) и малых степенях ионизации ($n/N_0 \ll 1$) концентрация n плазмы, потенциал ϕ , потоки электронов $n\vec{V}_e$ и ионов $n\vec{V}_i$ определяются из уравнений:

$$n\vec{V}_e = n\vec{V}_d - D_e \left(\frac{qn\nabla\phi}{kT_e} + \nabla n \right), \quad (1)$$

$$n\vec{V}_i = n\vec{V}_d + D_i \left(\frac{qn\nabla\phi}{kT_d} - \nabla n \right), \quad (2)$$

$$\nabla(n\vec{V}_e) = \nabla(n_i\vec{V}_i) = \frac{n_{\infty} - n}{\tau_i}. \quad (3)$$

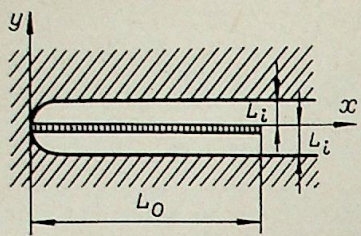


Рис. 1.

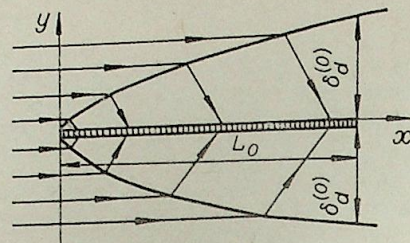


Рис. 2.

Здесь D — коэффициент диффузии, \vec{V}_x и T_x — скорость и температура газа ($\nabla \vec{V}_x = 0$), n_∞ — концентрация плазмы в ядре потока. Уравнения (1)–(3) упрощаются путем использования обычных приближений теории ПС. При этом для определения концентрации плазмы получаем уравнение

$$u \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + v \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = -\mu^2 \theta, \quad (4)$$

где $\eta = x/L_0$, $\xi = y\sqrt{R_d^{(0)}/L_0}$, $u = V_{dx}/V_\infty$, $v = V_{dy}\sqrt{R_d^{(0)}/V_\infty}$, $\theta(\eta, \xi) = 1 - n/n_\infty$, $\mu = \delta_d^{(0)}/L_i$.

Граничные условия к уравнению (4) имеют вид $\theta(0, \xi) \simeq 0$, $\theta(\eta, 0) = 1$, $\theta(\eta, \xi) \rightarrow 0$ для $\xi \rightarrow \infty$. При достаточно большом отрицательном потенциале электрода относительно плазмы, когда $j_e/j_i \ll l_e/l_i \sqrt{m_i/m_e}$ (j — плотность тока на электрод, m — масса, l — длина свободного пробега),

$$n = n_\infty \exp(-q\phi/kT_e). \quad (5)$$

В этом случае полный ионный ток на электрод представляется в виде

$$I_i^s = \int_0^{L_0} j_i(x) dx = qnV_\infty \delta_d^{(0)} F(\mu, \lambda), \quad (6)$$

где $\lambda = R_d^{(0)}/R_g^{(0)}$. Функция $F(\mu, \lambda)$, полученная в результате приближенного решения [3] уравнения (4), приведена на рис. 3. Это решение дает правильные предельные переходы к $\mu \gg 1$ (ионизационный ПС) и $\mu \ll 1$ (диффузионный ПС — в этом пределе решение совпадает с [4]), а при фиксированном μ — правильные переходы к пределам $\lambda \ll 1$ и $\lambda \gg 1$.

Повышение температуры T_e и концентрации n плазмы приводит к сужению ионизационного ПС настолько, что длина ионизации $L_i' = \sqrt{2kT_0/\pi m_a} [\bar{v}_e n \sigma_0(T_e)]^{-1}$ атомов, испаряющихся с поверхности электрода, становится меньше длин свободного пробега для атом-ионных столкновений (здесь T_0 — температура электрода). В результате весь столкновительный ПС вплоть до расстояния $\gg L_i'$ от электрода заполняется полностью ионизованной квазинейтральной плазмой: практически всегда $L_i' \gg L_{\Sigma}$. Основная проблема здесь состоит в определении плазмотехнических характеристик ПС и, в частности, силы трения f_x , т. е. потока импульса на стенку, и потока тепла q_i , теряемого ионами на стенке: при расчете ПС нужно учитывать весьма сильную зависимость коэффициентов η_i вязкости и χ_i теплопроводности от температуры T_i ионов ($\eta_i \sim T_i^{5/2}$, $\chi_i \sim T_i^{5/2}$).

В случае отсутствия продольного градиента полного давления p плазмы и при условии малости передачи тепла от электронов ионам (это соответствует малости толщины ПС по сравнению с длиной релаксации

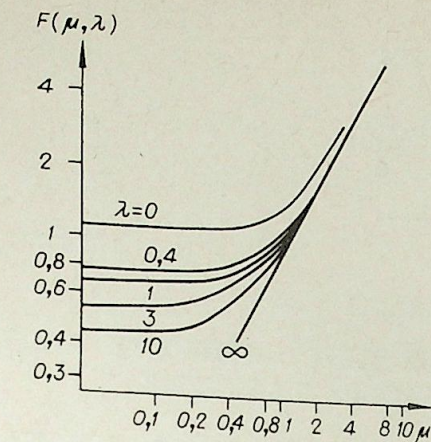
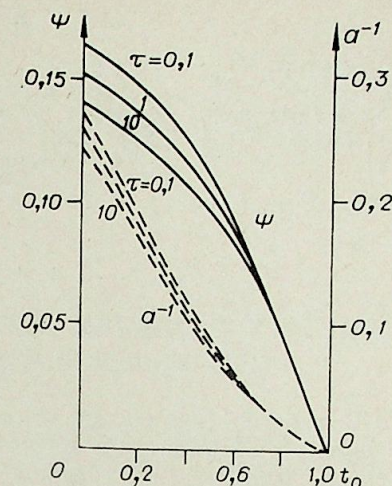


Рис. 3.

Рис. 4.



температуры T_i ионов к температуре T_e) может быть получено автоматическое решение задачи. При этом уравнения, описывающие ПС, приводятся к виду

$$-\frac{z}{2} \frac{d}{dz} \cdot \frac{u}{Z_i \tau + t} + \frac{d}{dz} \cdot \frac{f}{Z_i \tau + t} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{Z_i \tau + 1}{Z_i \tau + t} \left(-\frac{zu}{2} + f \right) \frac{du}{dz} = \frac{d}{dz} \left(t^{5/2} \frac{du}{dz} \right), \quad (8)$$

$$\frac{Z_i \tau + 1}{Z_i \tau + t} \left(-\frac{zu}{2} + f \right) \frac{dt}{dz} = p_i^{-1} \left[\frac{d}{dz} \left(t^{5/2} \frac{du}{dz} \right) + \vartheta \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Здесь Z_i — заряд иона, $t = T_i/T_{i\infty}$, $\tau = T_e/T_{i\infty}$, $p_i = \frac{5}{2} \frac{k\eta_{i\infty}}{m_i \nu_{i\infty}} = 0,615$, $M_i = V_{i\infty} \left(\frac{5}{3} kT_{i\infty}/m_i \right)^{-1/2}$, $\vartheta = \frac{2}{3} p_i M_i$, $z = \xi/\sqrt{\eta}$, $u = u(z)$, $v = f(z)/\sqrt{\eta}$.

В выражениях для ξ и ϑ параметр R_d^0 теперь заменяется на $R_{i\infty}^0 = m_i n_{i\infty} V_{i\infty} L_0 / \eta_{i\infty}$ — число Рейнольдса, рассчитанное для ядра потока. Вследствие постоянства давления p в пределах ПС концентрация плазмы определяется как

$$n = n_\infty (Z_i \tau + 1) / (Z_i \tau + t). \quad (10)$$

Граничные условия к уравнениям (7)–(9) имеют вид $u(0) = 0$, $u(\infty) = 1$, $f(0) = 0$, $t(0) = t_0 = T_0/T_{i\infty}$, $t(\infty) = 1$. При существенно дозвуковом обтекании ($\vartheta \ll 1$) расчет приводит к следующим выражениям для f_x и q_i :

$$f_x = \left[\eta_i \frac{\partial V_{ix}}{\partial y} \right]_{y=0} = \frac{m_i n_i V_{i\infty}^2}{\sqrt{R_{i\infty}}} a(t_0) \Psi^\alpha(t_0) \sqrt{\frac{L_0}{x}}, \quad (11)$$

$$q_i = \left[\chi_i \frac{\partial T_i}{\partial y} \right]_{y=0} = \frac{5}{2} \frac{kT_{i\infty} n_\infty V_{i\infty}}{p_i \sqrt{R_{i\infty}}} \Psi(t_0) \sqrt{\frac{L_0}{x}}, \quad (12)$$

где $\alpha = p_i^{-1}$. Функции $\Psi(t_0)$ и $a^{-1}(t_0)$ изображены на рис. 4, на котором видна сравнительно слабая зависимость результатов от отношения температур $\tau = T_e/T_{i\infty}$. Зависимость силы трения и потока тепла от скорости и параметров, характеризующих плазму, видна из соотношений (11)–(12).

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР, Ленинград

1. Lam S. H. AIAA J, 1964, 2, 256.
2. Бакшт Ф. Г., Юрьев В. Г. ЖТФ, 1979, 49, 905.
3. Бакшт Ф. Г., Руткин О. Г. ЖТФ, 1979, 49, 2549.
4. Stahl N., Su C. H. Phys. Fluids, 1971, 14, 1366.

УДК 537.521.7

В. А. НЕВРОВСКИЙ

ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ АНОДА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ В ВАКУУМЕ

В работе [1] предложена модель тепловой неустойчивости анода в предпробойной стадии электрического пробоя вакуумного промежутка. Согласно этой модели, удельный тепловой поток q , приносимый пучком автоэмиссионных электронов на анод, с учетом испарения поверхностного слоя анода и дальнейшей ионизации продуктов испарения равен

$$q = q_0 \left[1 - \frac{\alpha\gamma}{T} \exp(-L/T) \right], \quad (1)$$

где q_0 — тепловой поток без учета ионизации пара в межэлектродном зазоре, γ — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии материала катода, L — теплота испарения поверхностного слоя анода, выраженная в градусах, T — температура анода в центре бомбардируемой электродами площадки, α — параметр, определяющий ионизацию электронным ударом молекул пара в зазоре (соответствующее соотношение см. в [1]).

Как показано в [1], принятая зависимость (1) $q(T)$ при определенных условиях приводит к прогрессирующему (и в рамках данной модели неограниченному) росту температуры, который и характеризует тепловую неустойчивость анода. Для возникновения неустойчивости требуется выполнение определенного соотношения между параметрами $\alpha\gamma$ и $q_0R/\lambda L$, которое представлено в графическом виде в [1]. Здесь R — радиус круговой площадки на аноде, через которую идет тепловой поток, λ — коэффициент теплопроводности материала анода. В данной работе изучается динамика развития этой неустойчивости.

Следуя [1], предположим, что анод представляет собой полуограниченное тело и поток тепла q однороден по площадке. Температура в центре площадки, согласно [2], равна

$$T = T_0 + \frac{q_0}{\sqrt{\pi\lambda c}} \int_0^t \frac{1 - \exp\left[-\frac{R^2}{4a^2}(t-\tau)\right]}{\sqrt{t-\tau}} \cdot \frac{d\tau}{1 - \frac{\alpha\gamma}{T} \exp\left(-\frac{L}{T}\right)}, \quad (2)$$

где c — удельная теплоемкость материала анода, a — коэффициент температуропроводности, T_0 — начальная температура анода, принимаемая здесь равной 300 К.

Перейдем в (2) к безразмерным переменным

$$\Theta = T/T_0, \quad \eta = tq_0^2/\lambda c \pi T_0^2, \quad \mathcal{L} = L/T_0.$$

Уравнение (2) принимает вид

$$\Theta = 1 + \int_0^\eta \frac{1 - \exp\left[-\frac{\bar{R}^2}{\eta-\tau}\right]}{\sqrt{\eta-\tau}} \cdot \frac{d\tau}{1 - \frac{\alpha\gamma}{T_0\Theta} \exp\left(-\frac{\mathcal{L}}{\Theta}\right)}. \quad (3)$$

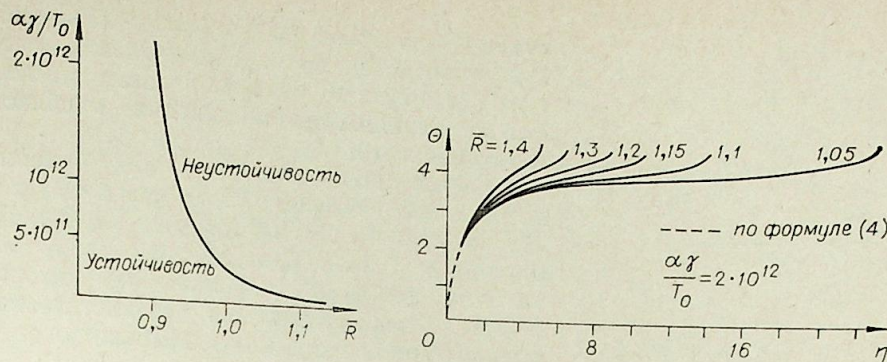


Рис. 1.

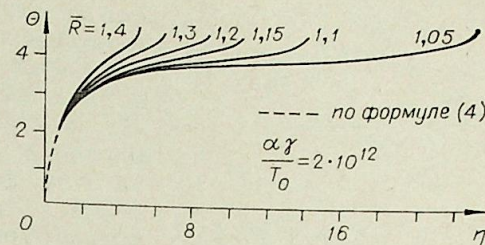


Рис. 2.

Как видно, решение уравнения (3) зависит от параметров \bar{R} и $\alpha\gamma/T_0$, т. е. от тех же параметров, которые определяют возникновение тепловой неустойчивости. Параметр \bar{R} связан с введенным в [1] параметром $q_0R/\lambda L$ соотношением $\bar{R} = \frac{L}{2T_0\sqrt{\pi}} \cdot \frac{q_0R}{\lambda L}$.

Уравнение (3) представляет собой нелинейное интегральное уравнение для определения Θ и может быть решено только численно. В данной работе приведен пример решения его для одного из рассмотренных в [1] частных случаев неустойчивости — нагрев электронным током медного анода с атомно-чистой поверхностью. Диаграмма устойчивости этого анода, полученная по методу работы [1], приведена на рис. 1.

Скорость развития рассматриваемой неустойчивости зависит от того, насколько глубоко в область неустойчивости попадает точка с координатами \bar{R} и $\alpha\gamma/T_0$. Оценка величины \bar{R} и $\alpha\gamma/T_0$ сделана в [1]. В настоящей работе используется \bar{R} и $\alpha\gamma/T_0$, по порядку величины близкие к тем, которые получены в [1].

Для решения (3) следует прежде всего воспользоваться тем, что при малых значениях $\eta \approx 0$, для которых $\Theta < 3$, интеграл берется практически точно, поскольку при этом $\alpha\gamma/T_0\Theta \cdot \exp(-\mathcal{L}/\Theta) \ll 1$:

$$\Theta = 1 + 2\sqrt{\eta} \left[1 - \exp\left(-\frac{\bar{R}}{\sqrt{\eta}}\right) + \frac{\bar{R}\sqrt{\pi}}{\sqrt{\eta}} \Phi^*\left(\frac{\bar{R}}{\sqrt{\eta}}\right) \right], \quad (4)$$

где $\Phi^*\left(\frac{\bar{R}}{\sqrt{\eta}}\right)$ — функция табулирования в [2].

Это решение дает начальные данные для дальнейшего расчета зависимости $\Theta(\eta)$ с учетом влияния члена $\frac{\alpha\gamma}{T_0\Theta} \exp(-\mathcal{L}/\Theta)$. Для расчета интеграл в (3) заменялся конечной суммой с шагом $\Delta\eta \approx 10^{-4}$, а от особенностей в интеграле вблизи $\eta = \tau$ избавлялись предварительным интегрированием по частям. Примеры расчета для разных \bar{R} показаны на рис. 2. Расчет выполнялся на ЭВМ Hewlett — Packard 9825.

Из рис. 2 видно, что Θ растет вначале согласно (4), а затем график $\Theta(\eta)$ отклоняется в сторону больших Θ и при $\Theta \approx 4,6 \div 4,7$ становится практически вертикальным. Это результат того, что в данной модели неустойчивости анода температура его за конечное время обращается в бесконечность.

Промежуток между моментом приложения к аноду теплового потока q_0 и началом резкого возрастания Θ естественно назвать временем запаздывания тепловой неустойчивости анода η_* . Пример зависимости η_* от \bar{R} для нескольких значений $\alpha\gamma/T_0$ показан на рис. 3. Отметим, что для значений $q_0 = 10^4 \div 10^5 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$, которые типичны для экспериментов

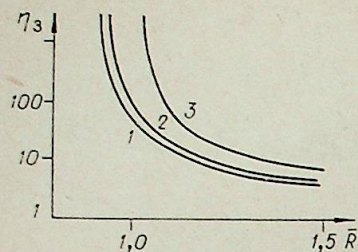


Рис. 3.
 $\alpha\gamma/T_0 = 2 \cdot 10^{12}$ (1); $1,3 \cdot 10^{12}$ (2); $2 \cdot 10^{11}$ (3).

с вакуумным пробоем [4], и по величинам λ и c для меди время запаздывания t_3 составляет $10^{-5} \div 10^{-3}$ с и больше в зависимости от глубины проникновения в область неустойчивости.

Расчет показывает, что при больших временах запаздывания, т. е. при $\alpha\gamma/T_0$ и \bar{R} вблизи границы устойчивости, флуктуации величин α , γ и q_0 приводят к большому случайному разбросу величины t_3 , который можно отождествить со статистическим запаздыванием вакуумного пробоя.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
метрологической службы, Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. Невровский В. А. Тепловая неустойчивость анода в предпробойной стадии вакуумного пробоя.— ЖТФ, 1978, 48, вып. 11.
2. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1964.
3. Журбенко В. Г., Невровский В. А. I. Тепловые процессы на электродах вакуумного промежутка и иницирование электрического пробоя. II. Тепловая неустойчивость анода.— ЖТФ, 1980.
4. Bennette C. I., Swanson L. W., Charbonnier F. M. Electrical Breakdown between Metal Electrodes in High Vacuum II Experimental.— J. appl. Phys., 1967, 18, 2.

УДК 533.92

Бакшт Ф. Г., Руткин О. Г. Теория обтекания плоского электрода дозвуковыми потоками плазмы.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Рассчитывается пограничный слой (ПС), образующийся при обтекании электрода дозвуковыми потоками слабоионизованной и полностью ионизованной плазмы, в условиях, когда толщина лэнгмюровской оболочки мала по сравнению с длинами свободного пробега электронов и ионов и длиной ионизации. В слабоионизованной плазме вблизи электрода образуется электрический ПС — область обедненной концентрации плазмы. Приводятся результаты расчета электрического ПС при различном соотношении между толщиной области диффузионного обеднения и длиной ионизации. При достаточно высокой температуре электронов, когда длина ионизации атомов, десорбирующихся с поверхности, становится меньше длины свободного пробега для атом-ионных и ион-ионных столкновений, ПС целиком заполняется полностью ионизированной плазмой. Для этого случая рассчитываются сила трения и поток тепла, теряемого ионами на электроде. Рис. 4, библиогр. 4.

УДК 537.521.7

Невровский В. А. Динамика развития тепловой неустойчивости анода при электрическом пробое в вакууме.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

На основании ранее предложенной модели тепловой неустойчивости анода рассчитан локальный нагрев анода электронным током в случае выполнения условия возникновения этой неустойчивости. Показано, что при неустойчивости температура в центре нагреваемой анодной площади обращается в бесконечность за конечное время, составляющее от 10^{-5} до 10^{-3} с и выше, в зависимости от того, насколько тепловой поток, приносимый электронами на анод, превышает границу устойчивости анода. Рис. 3, библиогр. 4.

УДК 621.311.1

Воропай Н. И., Руденко Ю. Н., Ушаков Е. И., Шутков Г. В. Исследование условий функционирования ЕЭЭС СССР при разработке принципиальных направлений ее развития.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Рассмотрены возможные изменения условий формирования ЕЭЭС на рубеже XX — XXI вв. в связи с интенсивным развитием ядерной энергетики и восточных угольных бассейнов. Эти изменения требуют исследования особенностей функционирования ЕЭЭС при различных вариантах ее развития. В статье приведены принципы и результаты исследования условий функционирования ЕЭЭС в перспективе, показывающие существенное влияние условий функционирования на выбор принципиальных направлений развития системы. Рис. 2, библиогр. 9.

УДК 523.035.31

Аверков Е. П., Рубцов Н. А., Тарасов А. Г. Аномальное увеличение спектрального коэффициента отражения углерода при температурах 1200—1400 К в кислородной среде.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приводятся результаты исследования спектрального (0,75—2,5 мкм) коэффициента отражения углерода в процессе нагрева до температур 1600 К в окислительной и инертной газовых средах.

Обнаружено аномальное увеличение коэффициента отражения в области температур 1200—1400 К в кислороде. Исследовано влияние на появление аномалии таких физических факторов, как плотность углерода, концентрация кислорода, скорость потока газа и длина волны излучения. Рис. 2, библиогр. 5.

УДК 532.52 : 542.63

Бурдуков А. П., Буфетов Н. С., Дорохов А. Р. Абсорбция на стекающей по адиабатической стенке пленке жидкости.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Экспериментально исследован процесс неизотермической абсорбции водяного пара тонкой волновой пленкой водного раствора бромистого лития, стекающей по вертикальной неохлаждаемой поверхности. Исследования проводили при давлениях $p = 0,93 - 2,03$ кПа, концентрация раствора $\xi = 60\%$ в диапазоне чисел Рейнольдса $12 \div 130$. В предположении полного перемешивания раствора волнами экспериментальные данные обобщены в безразмерных координатах и сопоставлены с расчетной зависимостью. Рис. 3, библиогр. 5.

УДК 536.48

Расторгуева Н. М. Интегральные полусферические излучательные способности алюминиевых и стальных образцов в области температур 5—100 К.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приведены результаты экспериментального исследования интегральных полусферических излучательных способностей алюминиевых и стальных образцов в зависимости от химической чистоты материала и поверхностной обработки в температурной области 5—100 К, полученные на радиационно-калориметрической установке. Даны сопоставления этих результатов с экспериментальными и теоретическими данными других авторов. Проанализирована величина погрешности, вносимая основным элементом метода в общую погрешность измерения. Рис. 3, библиогр. 9.

УДК 536.48

Расторгуева Н. М., Рубцов Н. А. Интегральные полусферические излучательные способности фторопласта-4 в области температур 125—320 К.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приводятся результаты экспериментального исследования интегральных полусферических излучательных способностей фторопласта-4 в зависимости от толщины материала в области температур 125—320 К с последующим привлечением разработанной ранее для расчета полупрозрачных материалов специальной методики, учитывающей температурное распределение в образце. Рассматривается состояние вопроса в целом, анализируются погрешности измерений. Рис. 6, библиогр. 13.

Горелов Г. И., Жирнов А. А. Вихревая камера сгорания с профилированными торцевыми стенками.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Рассмотрен принцип построения малогабаритной вихревой камеры сгорания с профилированными торцевыми стенками, предназначенной для двигателя внешнего сгорания и автомобильных газотурбинных двигателей. Проведен теоретический анализ оптимальных геометрических характеристик ее проточной части из условия минимальных гидродинамических потерь с учетом сжимаемости потока и произвольного закона распределения температур по радиусу камеры.

Приведены результаты экспериментальных исследований гидродинамических характеристик камеры, уровня токсичности продуктов сгорания, диапазона устойчивой работы по коэффициенту избытка окислителя, ее тепловой напряженности и многотопливности. Показано, что камера сгорания устойчиво работает в широком диапазоне различных жидких углеводородных топлив без изменения ее гидродинамических характеристик. Рис. 3, библиогр. 3.

УДК 553.601.1

Бектурганов Е., Джаугаштин К. Е., Сакинов З. Б., Ярин А. Л. Струйное обтекание движущейся поверхности.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приводятся результаты расчетно-теоретического и экспериментального исследования затопленных ламинарных и турбулентных струй несжимаемой жидкости, распространяющихся вдоль движущейся поверхности. Рассмотрены случаи спутного и встречного движения струи и поверхности. Расчет ламинарных струй выполнен двумя способами: приближенным методом локальной автомодельности и точным — путем численного решения исходных уравнений пограничного слоя. Турбулентные струи исследовались на специально созданной экспериментальной установке. Профили скоростей в поперечных сечениях струй измеряли при различных режимных параметрах. Рис. 7, библиогр. 12.

УДК 532.525.011 : 532.526.4

Рафиков Р. В., Зауличный Е. Г., Рычков А. Д., Тенев В. А., Иванов В. Я., Нефедов И. В. Численное исследование двухфазного течения в осесимметричном канале с учетом реальных механизмов разрушения его стенок.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приведены результаты комплексного расчета двухфазного неравновесного течения с учетом вязкого взаимодействия со стенкой, теплообмена и трения на ней. При эрозии материала стенки совместно рассматриваются механизмы химической и механической эрозии. Предложена модель механического взаимодействия инерционно выносимых из потока частиц с материалом стенки. В расчетах двухфазного невязкого потока учтен механизм дробления и коагуляции частиц для полидисперсной смеси. Рис. 5, библиогр. 6.

УДК 532.529.5 : 536.24

Черкас А. Я. Режимы течения двухфазных потоков в щелевых каналах.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Обобщены экспериментальные данные по исследованию устойчивости режимов течения двухфазных сред в прямолинейных и криволинейных щелевых каналах. Получены эмпирические зависимости, позволяющие определить границы устойчивого течения двухфазных смесей в щелевых каналах. Рис. 3, библиогр. 8.

УДК 541.182.84.031

Кани К. Б., Дружинин С. А., Феклистов В. Н. О замедлении вытекания жидкости из пен во вращающемся объеме.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Описывается способ исключения синергизиса и длительного сохранения жидкости в пене путем вращения объема жидкой пены вокруг горизонтальной оси. Как пример приводится применение способа для исследования процесса перераспределения жидкости между пенными пленками и каналами. Рис. 3, библиогр. 3.

Рубцов Н. А., Огуречникова Н. М. Исследование электрической дуги в турбулентном потоке газа.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Проведено теоретическое исследование характеристик электрической дуги в турбулентном потоке газа с учетом двумерного излучения и взаимодействия излучения с турбулентным переносом энергии. Система уравнений пограничного слоя, описывающая течение и теплообмен в канале с электрической дугой, решена численно методом конечных разностей. Показано, что излучение существенно влияет на распределение температуры и напряженности электрического поля в дуге. Проанализировано снижение турбулентного переноса энергии при взаимодействии с излучением. Рис. 5, библиогр. 14.

УДК 537.523.5

Аникеев В. Н. Исследование термодатодов дуги низкого давления в инертных газах.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Экспериментально исследовано влияние вида газа (He, Ne, Ar, Xe), (давления $(1,33 \div 13,3) \cdot 10^3$ Па), тока (100—400 А) и геометрии стержневого (диаметр $(3 \div 10) \cdot 10^{-3}$ м, длина $(20 \div 80) \cdot 10^{-3}$ м) и плоского (толщина $(0,1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ м) вольфрамовых катодов на характеристики их рабочего процесса. Показано влияние указанных параметров на величину различия между измеряемой и расчетной плотностями тока на катоде. Рис. 7, библиогр. 24.

УДК 533.924

Аньшаков А. С., Жуков М. Ф., Горлев Г. А., Зуев В. С., Тимошевский А. Н., Туманов Ю. Н., Фролов В. А., Рязанов Б. В. Эрозия медно-вольфрамовых анодов в линейных плазматронах.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Приведены экспериментальные результаты по эрозии медных и медно-вольфрамовых анодов в среде воздуха, азота и водорода. Показано, что использование медно-вольфрамового псевдосплава в выходных электродах линейных плазматронов снижает величину удельной эрозии анодов на порядок по сравнению с медными. Величина удельной эрозии в среде воздуха и азота составляет $\sim 10^{-10}$ кг/Кл, а в водороде $\sim 10^{-11}$ кг/Кл. Табл. 2, рис. 1, библиогр. 4.

УДК 537.52

Смоляков В. Я. К вопросу о механизме продвижения положительного лидера в длинных искрах.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Рассматривается механизм продвижения положительного лидера длинной искры (молнии) в разрядном промежутке. Показано, что опережающая лидер стримерная корона образует достаточное количество свободных электронов для обеспечения тока в лидере. Движение лидера предваряется периодическими вспышками стримерной короны, частота которых зависит от скорости изменения потенциала анода. На основании представления о времени, необходимом для термализации электронов, выводится формула для длины головки лидера. Рис. 7, библиогр. 17.

УДК 537.213

Грач И. М. Интегральные решения уравнения Лапласа.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Предложены новые независимые трехмерные интегральные решения уравнения Лапласа и сформулированы их основные свойства. Получены некоторые новые выражения потенциала. Показано применение интегральных решений для построения решения внутренней задачи Дирихле в общем виде. Библиогр. 5.

Урюков Б. А. Теоретические исследования электрической дуги в турбулентном потоке. (Обзор).— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Рассмотрены причины рассогласования расчетных и экспериментальных данных по напряженности электрического поля в легких газах типа водорода и гелия. Описана каналовая модель турбулентной дуги и модель, основанная на предельных законах трения и теплообмена Кутателадзе — Леонтьева. Показано их соответствие экспериментальным данным для воздуха. Рассмотрена задача об устойчивости электрической дуги по отношению к перегревым и винтовым возмущениям на основе квазиклассического приближения. Сравнение с известными результатами показывает, что квазиклассическое приближение дает правильные оценки инкрементов нарастания неустойчивостей и качественно верно отражает границы областей неустойчивостей. На основе этого рассмотрения предложены выражения для описания МГД турбулентных потоков импульса и энергии. Оценки показывают, что в легких газах влияние МГД турбулентности значительно сильнее, чем в тяжелых. Рис. 6, библиогр. 22.

Климонтович Ю. Л., Сухин С. А. Расчет штарковских профилей спектральных линий методом кинетической теории плазмы.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Излагается метод расчета спектральных характеристик излучения атомов, основанный на применении аппарата кинетической теории газов и плазмы. Используется система кинетических уравнений для элементов матрицы плотности, соответствующих различным переходам. Для расчета интегралов столкновений в кинетических уравнениях развивается приближение, позволяющее одновременно учесть сильные взаимодействия на малых расстояниях и коллективные процессы.

Приводятся выражения для штарковского оператора ширины и сдвига спектральной линии в случае возмущения одного верхнего уровня электронами и в случае возмущения его тяжелыми частицами. Показано, что спектр излучения пучка атомов водорода даже при отсутствии доплеровского уширения заметно отличается от спектра излучения неподвижных атомов благодаря появлению у оператора ширины и сдвига недиагональных матричных элементов. Библиогр. 3.

Ахметзянов И. Д., Романенко И. Н. К оценке энергии излучения импульсной дуги в газах высокого давления.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

При ограничениях, характерных для гидродинамической теории импульсных дуг, на основе известных эмпирических формул, формулы Спитцера и закона Рэлея — Джинса, получено выражение, позволяющее оценивать интенсивность излучения импульсных дуг в плотных газах.

Сравнение расчетов с экспериментальными данными известных работ показало удовлетворительное совпадение. Таким образом, данная методика может быть использована для однопочных расчетов энергии, излучаемой импульсными дугами в плотных газах. Рис. 1, библиогр. 9.

Конотоп В. А., Кишалова Е. В., Лебеак Е. В. Исследование влияния давления и силы тока на длину продольно обдуваемой дуги.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Экспериментально исследовано влияние давления и силы тока на положение опорной части дуги в подогревателе с газомангнитной стабилизацией дуги. Показано, что длина дуги в сопловом электроде тем больше, чем выше давление и чем меньше сила тока. Приведена экспериментальная зависимость, позволяющая определить положение опорной части дуги в исследованном диапазоне параметров. Рис. 4, библиогр. 2.

Ивлиутин А. И. Теплообмен, гидравлическое сопротивление и трение в каналах линейных ЭДН.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Экспериментально и теоретически исследованы тепловые и гидравлические характеристики линейных плазмотронов с водоохлаждаемой и пористой стенками. По среднемаховым числам Re_m определены области существования различных гидродинамических режимов в ЭДН. Обобщены результаты по конвективному теплообмену и получено критериальное соотношение для ламинарной области течения в ЭДН с непроницаемой стенкой. Установлено, что режим течения на предельном участке в трубе с электрической дугой характеризуется меньшими значениями коэффициентов гидравлического сопротивления и трения, чем аналогичное изотермическое течение. Приведены графические зависимости коэффициентов гидравлического сопротивления и трения для пористого ЭДН. Рис. 3, библиогр. 7.

Камаев Ю. П., Севастьянов П. В. Некоторые закономерности теплообмена дуги постоянного тока при наложении гармонических колебаний.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Рассмотрены динамические характеристики электрической дуги постоянного тока при наложении гармонических возмущений на ток дуги. Предложенная модель динамики дуги позволяет выявить взаимосвязь параметров процесса теплообмена с внешними электрическими характеристиками дуги в режиме малых гармонических возмущений. Указывается на возможность возникновения колебаний тепловых параметров в продольном и радиальном направлениях, а также на значительную чувствительность динамических характеристик к изменению скорости течения плазмы в канале. Рис. 4.

Танаев В. В. Интегральная модель скольжения электрической дуги.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Получена более простая интегральная модель скольжения дуги, учитывающая движение дуги как температурного облака относительно среды. Показана связь этой модели с ранее предложенными. Рассмотрен случай пространственной стабилизации дуги в цилиндрическом канале при неоднородности излучения и теплоотвода. Проведено сопоставление расчетного положения дуги с экспериментальными данными. Рис. 1, библиогр. 3.

Путько В. Ф., Соболев В. С. Влияние вращающегося магнитного поля на характеристики плазмотрона постоянного тока.— Изв. СО АН СССР, 1981, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Экспериментально исследованы характеристики плазменной установки с поперечным вращающимся магнитным полем, выполненной на базе плазмотрона ЭДН-104. Получены зависимости напряжения на дуге, удельных тепловых потоков в стенку разрядной камеры, КПД установки, длины факела плазменной струи от скорости вращения и величины индукции магнитного поля. Показано, что при увеличении скорости вращения поля непроизводительные потери тепла в стенку разрядной камеры снижаются, а КПД установки возрастает. При повышенных скоростях вращения поля (2000 об/с) длина светящегося факела на выходе плазмотрона значительно (в 1,74 раза) превышает эти размеры в режиме без поля. Результаты исследований указывают на возможность использования вращающегося магнитного поля для управления параметрами электродугового подогревателя газа и самого плазменного потока. Рис. 6.