

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

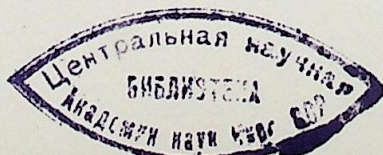
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Год основания журнала 1957 Год основания серии 1963	Периодичность журнала 15 номеров в год Периодичность серии 3 номера в год	№ 8 (308) вып. 2	Июнь 1979
--	--	---------------------	--------------

СОДЕРЖАНИЕ

Г. Эккер. К описанию катодных явлений	3
К. В. Кимблин. Исследования явлений эрозии и ионизационных процессов в приэлектродных областях вакуумных дуг при атмосферном давлении	11
А. М. Зимин, Н. П. Козлов, В. И. Хвесьюк. К расчету термоэмиссионного катода	17
Б. Болановский. Некоторые вопросы импульсной модели прикатодной зоны электрической дуги	25
Э. Д. Деграф. Диагностика приэлектродных плазменных струй в коаксиальном плазмотроне	31
А. И. Бушик, М. К. Мицкевич, И. Г. Некрашевич, И. А. Бакуто. Проявление ретроградного движения катодных пятен при импульсном разряде в магнитном поле	38
Э. К. Добринский, Б. А. Урюков, А. Э. Фридберг. Исследование стабилизации плазменной струи газовым вихрем	42
И. М. Засыпкин, Н. И. Попок. Оптические исследования электрической дуги в турбулентном потоке воздуха	50
Н. Ю. Суяров, М. Н. Зульфикаров. Основные параметры вращающегося плазменного кольца в скрещенных магнитном и электрическом полях	57
М. Ф. Жуков, И. М. Засыпкин, И. И. Мишне, М. И. Сазонов. Теплообмен в выходном электроде плазмотрона с межэлектродной вставкой	61
А. М. Алексеев, Н. А. Зыричев, Ю. Л. Родимов, Е. П. Цветков. Перспективы использования генераторов низкотемпературной плазмы в химической промышленности	67
М. Г. Бердичевский, В. В. Марусин. Неравновесность и механизм ионизации азотной плазмы безэлектродного ВЧ-емкостного разряда при средних давлениях	72
А. Т. Силицын. Определение амплитудно-частотных характеристик термоакустических колебаний в жидкости сверхкритического давления	81
Л. М. Розенфельд, Ю. В. Кузьмицкий. Термодинамические циклы теплоиспользующих абсорбционных бромистолитиевых холодильных машин для опреснения соленых вод	89
Э. Р. Гросман, В. С. Шаврин, Б. И. Псахис. Экспериментальное исследование высокотемпературного генератора бромистолитиевой абсорбционной холодильной установки со ступенчатой регенерацией раствора	105
М. С. Налетов, В. Л. Соколовский. Электродинамика сверхпроводников в резистивном состоянии	110
А. Б. Каплун, М. Ф. Крутько. Вязкость расплавленного германия вблизи температуры затвердевания	114
А. Н. Хозе, А. С. Захаров. Экспериментальное исследование конденсации водяного пара в проточном динамическом двухфазном слое	120
В. М. Андреев, Г. М. Жаркова, Е. П. Фокин, В. М. Хачатурян. Стабилизация термондикаторных полимерных пленок	124
В. М. Геллер, Д. А. Панджакидзе. Оптимизация энергопараметров СВЧ широкополосных распределенных усилителей мощности	130
В. П. Бурдуковская, Б. И. Ковалев, М. Л. Левинштейн, А. К. Милевский. Статистическая оценка восстанавливающихся напряжений на контактах выключателей с учетом нестационарности отключаемых токов	137
Г. Б. Атаманова, А. Х. Калюжный, Э. С. Лукашов. О статической устойчивости сложных электроэнергетических систем, включающих настроенные электропередачи	146
Б. Н. Стихановский, Л. М. Стихановская. Емкостный датчик с ударной электризацией для измерений параметров удара тел	152

©Издательство «Наука»
Известия Сибирского отделения АН СССР, 1979 г.



ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Главный редактор журнала чл.-кор. М. Ф. Жуков

Заместитель главного редактора д-р физ.-мат. наук В. Г. Дулов

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Ответственный редактор серии чл.-кор. М. Ф. Жуков
Чл.-кор. О. Ф. Васильев, д-р техн. наук Б. Н. Девятов, д-р физ.-мат. наук
В. Г. Дулов, чл.-кор. Н. А. Желухин (зам. ответственного редактора),
д-р техн. наук В. Е. Накоряков, д-р техн. наук Н. А. Рубцов (ответствен-
ный секретарь серии), д-р техн. наук Б. А. Урюков, д-р техн. наук
В. К. Щербаков

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

УДК 533.924

Г. ЭККЕР (G. ESKER)

ФРГ

К ОПИСАНИЮ КАТОДНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Исследования в зоне контакта дуги с катодом как при разряде в газе, так и в вакууме дают поразительную и весьма своеобразную картину. Перенос тока осуществляется через множество очень мелких пятен, движущихся с большой скоростью по поверхности катода. Физические условия в них можно назвать экстремальными [1].

Для теоретического анализа катодных процессов ограничимся случаем вакуумной дуги, так как условия в ней можно изучать в чистом виде. Наша основная задача — не разработать новую модель, а выяснить, насколько имеющиеся модели соответствуют действительности. Иногда такое соответствие подвергается сомнению. Поэтому в данной работе основное внимание уделено не оценкам и методике, а результатам и расчетам.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ввиду чрезвычайной сложности катодных процессов и неполноты знания физических законов, лежащих в их основе, имеется много теоретических исследований лишь по отдельным сторонам катодного механизма. При этом в силу необходимости введены некоторые предположения и для остальной области. Эти работы — как бы ценны они ни были — во многом произвольны из-за незамкнутости задачи в целом. Необходимо получить полное и законченное описание катодного механизма. Поскольку такое описание очень трудоемкое и должно включать законы, которые до сего времени в требуемых областях параметров еще недостаточно известны, то этому обобщению будет сопутствовать уменьшение требования к точности.

Для описания переноса тока известно много моделей (см., например, обзор [2]), которые, несмотря на сильное отличие друг от друга, вероятно, можно обосновать в соответствующей области параметров. Из этих моделей наиболее интересны следующие:

- 1) модель с гладкой поверхностью,
- 2) модель с шероховатой поверхностью.

Это — два класса моделей, каждый из которых включает в себя много вариантов. Естественно, в статье невозможно даже подробное, детальное описание всех вариантов моделей. Нам кажется достаточно определить «состояние проблемы» для классов и подчеркнуть, какие результаты могут быть полезны.

МОДЕЛЬ С ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Класс моделей с гладкой поверхностью характеризуется тем, что ни отклонения формы поверхности от ровной и гладкой, ни эффекты на границах катодного пятна не оказывают никакого влияния на результат. В настоящее время этот класс лучше всего можно проанализиро-

вать с помощью метода Е-диаграммы. Поскольку (в связи со стремлением к полному описанию прикатодной области) в теорию вносятся существенная неопределенность, то исследователи стремятся с помощью этого способа в первую очередь не рассчитать более или менее сомнительные данные, а определить границы возможной области решений. Область решений в выбранной плоскости координат ограничивается характеристиками, которые определяются произвольно выбранной и неполной частью системы описательных уравнений. Теоретически такая характеристика проходила бы через точку решения, однако из-за неопределенностей в действительности это невозможно. Преимущество состоит только в том, что мы можем выбирать «однонаправленные приближения» с тем, чтобы знать, на какой стороне определяется «область существования» или точнее «область неопределенности». Подробнее этот метод описан в [3].

В особом случае катодного пятна в качестве координат выбираются температура поверхности катода (T_c) и плотность тока в пятне (j). Область существования ограничивается тремя характеристиками, которые физически соответствуют следующим условиям:

T_0 — выделение энергии в прикатодной области должно, во всяком случае, быть больше, чем его энергетические потери вследствие ухода ионов в катод.

T_1 — число ионов, которые идут от плазменного облака к поверхности катода, не должно быть больше числа нейтралов, которые покидают катод.

T_3 — энергетические потери вследствие теплопроводности, эффекта Ноттингема и эрозии материала должны быть меньше, чем выделение энергии. Последнее рассчитывается при экстремальных предположениях, что полная кинетическая энергия, энергия нейтрализации ионов и полное джоулево тепло, выделившееся в катоде, передаются на катодную поверхность.

Расчет этих характеристик проводился при полном применении формализма Гуда — Мэрфи [4], с учетом обратных электронов в формировании пространственного заряда [5, 6] и с скорректированным учетом энергии Ноттингема [7].

Результаты расчета для неподвижного пятна на гладкой медной поверхности показаны на рис. 1 для различных токов в пятне (I). Стационарное движущееся пятно произвольной формы на гладкой медной поверхности при токе $I=26$ А может существовать только в заштрихованной области неопределенности (0)-моды, если вообще существует. (1)-мода в правом верхнем углу запрещается «характеристикой движения T_3 ». Теория предсказывает, что необходимый минимальный ток этого пятна (I_{min}) удовлетворяет условию $I_{min} > I = 13$ А. Характеристика T_3 на рис. 1 исключает ту область плоскости графика, в которой существование спокойного пятна вследствие «теплового движения» [8] невозможно.

Поскольку из опыта известно, что катодные пятна в основном подвижны, мы построили график для различных скоростей пятна [9]. Результаты представлены на рис. 2. Стационарное пятно с током $I=200$ А, движущееся с постоянной скоростью v по гладкой медной поверхности, имеет в (0)-моды уменьшающуюся с увеличением скорости Е-плоскость, которая исчезает при $v=200$ м/с, т. е. для $v=200$ м/с критический ток $I_0=200$ А. Для подвижных пятен (1)-мода является одной из форм существования, так как для $v > 2$ м/с время пребывания пятна слишком мало для развития «теплового движения». При этом отпадает характеристика T_3 .

На основе этих и подобных результатов можно считать до некоторой степени достоверными следующие положения:

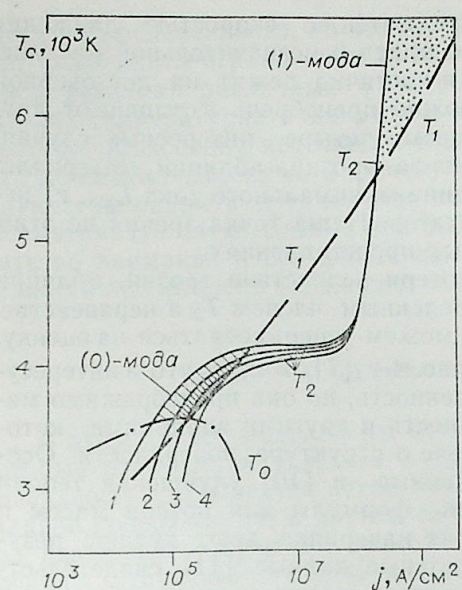


Рис. 1.

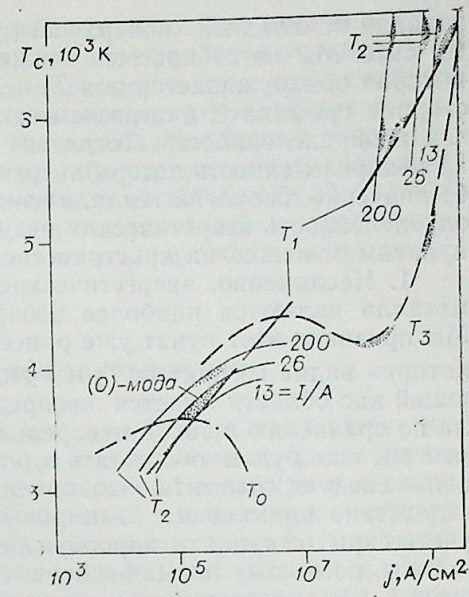


Рис. 2.

$v=0$ (1), 200 (2), 1000 (3), 2000 см/с (4).

1. На гладкой поверхности неподвижное пятно может существовать только в одной моде, (0)-моды; у большинства материалов эта мода есть. У материалов с низкой упругостью пара, как, например, вольфрам, молибден и тантал, где (0)-мода отсутствует, неподвижное пятно существовать не может.

2. При уменьшении силы тока в пятне до некоторого критического значения I_0 область существования пятна исчезает. Следовательно, неподвижное стационарное пятно в области $I < I_0$ не может существовать. С другой стороны, нужно иметь ясное представление о том, что и для $I > I_0$ в соответствии с Е-методом пятно хотя и может, но не должно существовать. Если эксперименты показывают минимальный ток I_{min} , то теория может установить $I_{min} > I_0$. Для меди $I_0 = 13$ А.

3. Когда скорость катодного пятна превышает значение $v = 26 \times \delta \times (I/j\pi)^{0.5}$, где δ означает температуропроводность, то тепловое движение не развивается и характеристика T_3 выпадает, как показано на рис. 2. При данных условиях будет существовать только (1)-мода. Это, разумеется, очень важно для таких материалов, как вольфрам, тантал и молибден, так как в описанном случае и на гладкой поверхности нельзя исключить существования подвижного пятна.

4. Если исследуется график подвижного пятна для данного пятна второго типа [1], то предполагается, что оно соответствует «модели гладкой поверхности». Следовательно, при $I=0$ (200) А и $V=0$ (10)² см/с плотность тока и температура будут иметь значения $j=0$ (10)⁶ А/см² и $T_0=0$ (3900) К. Образуется область неопределенности, уменьшающаяся с увеличением скорости. Критический ток I_0 растет с ростом скорости движения пятна.

Мы определили ранее этот вывод как до некоторой степени достоверный. Тем не менее мы должны согласиться с замечаниями в появившейся публикации [10], где критически рассматриваются результаты теории модели гладкой поверхности. С большей частью замечаний не приходится дискутировать: корректура ошибок в определении T_0 , пренебрежение охлаждением Ноттингема и учет обратной диффузии электронов, в противовес точки зрения этих авторов, в литературе описаны [5, 6]; другие утверждения некорректны, так как имеется строгая трактовка зоны пространственного заряда [6] и конечные области существ-

ования на гладкой поверхности для пятен со скоростью движения 10^3 см/с. Мы не собираемся также говорить о незначительной разнице, которая обнаруживается для T_0 и T_1 и частично лежит на достоверной стороне графика Е-диаграммы, ею можно пренебречь в отличие от других неопределенностей. Тогда мы имеем четыре интересных случая: а) неопределенность потерь энергии из-за эрозии, абляции материала, б) значение джоулевого тепла, в) значение минимального тока I_{min} , г) неопределенность теоретических результатов. Наша точка зрения по этим пунктам основана на пространственных представлениях.

1. Несомненно, энергетические потери вследствие эрозии, абляции металла являются наиболее неопределенным членом T_2 в неравенстве. Мы признали этот пункт уже ранее и можем теперь сослаться на оценку, которая видна из кривых T_2 и T'_2 на рис. 4 в [7]. Видно, что в интересующей нас области имеется неопределенность, но она пренебрежимо мала по сравнению с зоной неопределенности и другими влияниями, которые мы еще будем обсуждать в разделе о структуре поверхности. Особенно следует отметить, что предложенные в [10] улучшения теории вследствие применения эмпирической формулы для потери массы и учета скрытой теплоты парообразования наверняка дают худшие результаты, поскольку новые экспериментальные данные [11] свидетельствуют о том, что существенная часть потерь массы улетучивается не в виде пара.

2. Утверждение в [10], что джоулево тепло является объемным эффектом и, следовательно, не может влиять на энергетический баланс на поверхности, лишено оснований. Решение задач теплопроводности и нагрева в электроде легко опровергает это утверждение, например [2]. Хотя верно и то, что не все джоулево тепло идет к поверхности, но в рамках метода Е-диаграммы это не является возражением.

3. Авторы работы [10] критически относятся к тому, что I_{min} , как определенное экспериментально, не согласовывается с I_0 . Этого и не следует ожидать, возможно лишь только, что $I_{min} > I_0$. Впрочем, мы придерживаемся того мнения, что количественные сравнения пока, в общем, должны ограничиваться порядком величины.

4. В рассматриваемой работе авторы считают, что между их собственными результатами и предыдущими исследованиями имеются значительные расхождения, и отмечают одновременно широкую область неопределенности для пятна 200 А.

На рис. 3 сравниваются оба важных результата из [10] с предыдущими данными [6, 7]. Для стационарного неподвижного пятна на гладкой медной поверхности на этом рисунке имеется Е-область, которая была рассчитана в работах [6, 7] при различных скоростях испарения (формула Лангмюра, полуэмпирическое описание). Различия весьма незначительны и малы прежде всего по отношению к другим неопределенностям, например к тем, которые возникают из шероховатости поверхности (см. следующие рисунки). Заштрихованная область означает Е-плоскость пятна с током $I = 2I_0 = 26$ А, которая при неподвижном пятне, вероятно, имеет точное значение. Относительно второго пункта следует заметить, что можно быть недовольным величиной этой об-

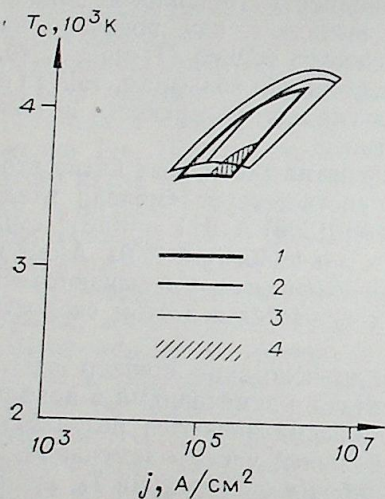


Рис. 3.

1 — 200 А [5], 2 — 200 А [9], 3 — 200 А [9] полуэмпирическое описание, 4 — 26 А = 2 I_0 [5].

ласти неопределенности, но изменить ее невозможно. Она просто описывает неизбежные ограничения из-за незнания коэффициента аккомодации ионов, незнания различных физических параметров при экстремально высоких температурах в металле и ярко выраженных градиентах и т. д. Простое объяснение, что определенные значения лучше других, также ничего не сможет изменить. Впрочем, нужно либо рассматривать неподвижную стационарную дугу и тогда использовать не 200 А, а 0(30) А, либо рассматривать пятно типа II при 200 А, и тогда, конечно, нужно принимать во внимание и его движение. В обоих случаях область неопределенности значительно уменьшается.

МОДЕЛЬ С ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В этом классе моделей мы предлагаем исследовать две подгруппы, которые отличаются тем, что в одном случае влияние шероховатости поверхности учитывается путем введения среднего параметра в «теории гладкой поверхности»; в другом случае, который в литературе известен под названием «взрывная эмиссия», должны доминировать отдельные эффекты шероховатости поверхности. Мы рассмотрим оба эти случая: 1) пятно со средними поверхностно-структурными эффектами; 2) пятно с индивидуальными поверхностно-структурными эффектами. В то время как второй вариант достаточно подробно представлен в литературе [12, 13], о первой модели известно очень мало.

Пятно со средними поверхностно-структурными эффектами. Если мы исходим из гладкой, ровной поверхности, а шероховатость растет медленно, то отдельные параметры наряду с измененными средними значениями могут определять возрастающие флуктуации этих средних значений. Пока флуктуации проявляются слабо, можно в рамках теории пятна на гладкой поверхности описать измененное пятно с помощью измененных средних значений. Конечно, это возможно только для случая слабой шероховатости.

Хотя следует ожидать, что формирование структуры затрагивает все процессы, обычно считается, что основное влияние на них оказывает изменение электрического поля пространственного заряда. Здесь следует различать два случая в зависимости от того, большая или маленькая толщина у зоны пространственного заряда по сравнению с характерным размером шероховатости. Если она мала и пространственный заряд покрывает поверхностные структуры как тонкая пленка, то ясно, что структурные эффекты, по существу, обуславливают сдвиг области существования к более высоким плотностям тока.

Для случая, когда характерная длина поверхностной шероховатости меньше толщины пространственного заряда ($A \ll l_s$), но пока не доминируют индивидуальные эффекты, шероховатость можно рассчитать с помощью коэффициента усиления β_E .

С ростом β_E получится значительный сдвиг к меньшим плотностям тока и меньшим температурам, как это показано на рис. 4. Среднее влияние шероховатости заметно уже при $\beta_E = 2$ по сравнению с отклонениями, показанными на рис. 3. Соответствующие сдвиги к большим плотностям тока при постоянной температуре следует ожидать там, где расширение зоны пространственного заряда существенно меньше характерной длины шероховатости ($A \ll l_s$).

Мы обращали особое внимание на эти средние эффекты шероховатости, так как отсюда следует ожидать существенно большую неопределенность, чем та, с которой мы имеем дело в реальном процессе.

Пятно с индивидуальными поверхностно-структурными эффектами. Мы говорим о некоторой индивидуальной моде пятна на шероховатой поверхности, когда в поведении пятна до-

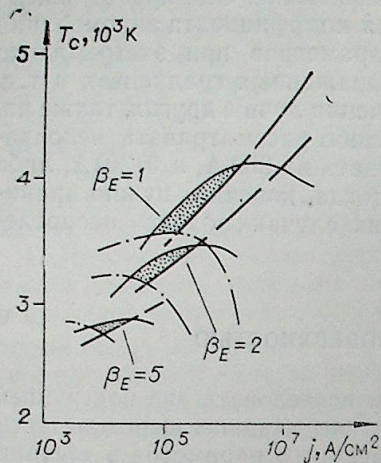


Рис. 4.

минируют флуктуационные эффекты, возникающие через очень короткие промежутки времени и заканчивающиеся отдельными пиками. Первые соображения по этому вопросу были высказаны учеными, которые занимались проблемами пробоя в вакууме. Концепция взрывной эмиссии, разработанная Г. А. Месяцем и его сотрудниками, описана в различных обзорных работах (например, [12]). Многие авторы, в том числе сам Г. А. Месяц, предложили применять эту основополагающую концепцию для описания катодного пятна [13—15]. Некоторые исследователи считают, что взрывная эмиссия имеет всеобщее значение, а другие ограничивают ее роль только определенными типами пятен.

Соответствующие расчеты крайне трудны, в настоящее время имеются только описания пика без учета развития плазмы и ее обратного воздействия. Весьма заманчиво сравнить эти расчеты с расчетами (1)-моды гладкой поверхности; они имеют много общего. Различие в меньшей степени состоит в разной геометрии, а больше — в отсутствии «теплового движения» для (1)-моды, при котором движения пятна не позволяют развиваться этому явлению.

Расчет пика дал ряд интересных результатов, как например, сведения о том, что плотности тока составляют от 10^9 до 10^{10} А/см², поле — порядка 10^8 В/см и характерное время — порядка 10^{-10} с определяют эти явления. Мы не будем вдаваться в детали, а приведем дополнительные точки зрения, которые пока не были обсуждены. Аналогично ситуации с гладкой поверхностью, здесь тоже нетрудно задать необходимые условия и сформулировать соответствующее ограничение «отдельных взрывных пиковых реакций»:

а) должно выполняться требование $A < l_s$ (A — характерная длина пика, l_s — протяженность зоны пространственного заряда), ибо иначе невозможен никакой преимущественный индивидуальный эффект;

б) температуры, достаточные для того, чтобы по крайней мере часть пика, l_s — протяженность зоны пространственного заряда), ибо иначе такое короткое время, что деструктивные процессы в жидкой фазе (например, влияние поверхностного натяжения) не могут деформировать форму пика, прежде чем возникнет облако плазмы.

На рис. 5 эти условия представлены на E-графике. Поверхностные пики изображены в виде вытянутых полуэллипсоидов вращения высотой A и радиусом B . E_0 — однородная напряженность поля на большом расстоянии от пика. На рисунке E_3 и E_2 — характеристики, которые в тексте

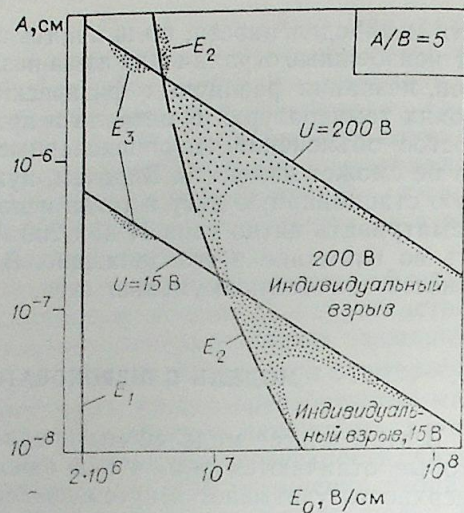


Рис. 5.

даны как (β) и (α) . В области $E_0 < E_1$ на структуру поверхности не оказывается влияния, так как нигде не достигается точка плавления. В области $E_1 < E_0 < E_2$ поверхностное натяжение разрушает форму пика быстрее, чем может наступить испарение. Это препятствует развитию взрывных эффектов. В области E_0 и E_3 расширение зоны пространственного заряда меньше, чем у пика, и из-за этого не возникает индивидуального влияния поля. Индивидуальные взрывы ограничиваются областью $E_2 < E_0 < E_3$, которая зависит от напряжения в области пространственного заряда (U).

Нам кажется существенным, что в зависимости от напряжения по области пространственного заряда из комбинации обеих упомянутых характеристик вытекает ограничение отдельной реакции на остриях ниже определенной величины. Эта максимальная величина уменьшается с напряжением. При обычных 15 В взрывы возникают только на пиках, которые слишком малы, чтобы вызвать существенное индивидуальное влияние.

ВЫВОДЫ

1. Перенос большого тока от плазмы к катоду зависит от материала катода, условий на поверхности и свойств электрической цепи. Многообразие явлений на катодном пятне невозможно описать с помощью одной модели. Особый интерес представляют два класса моделей: модель с гладкой поверхностью и модель с шероховатой поверхностью.

2. На гладкой поверхности легко испаряющегося материала неподвижное стационарное пятно может существовать только в одной моде — (0)-моды, которая, например, на медной поверхности характеризуется величиной плотности тока от 10^5 до 10^6 А/см² и температурой порядка 3800 К. Существует некоторый минимальный ток $I_{мин}$, при уменьшении которого энергетические потребности пятна стремительно растут. Для этого минимального тока теория дает ограничения I_0 в виде $I_{мин} > I_0$, для меди $I_0 = 13$ А.

3. На гладкой поверхности материалов с низкой упругостью пара стационарное неподвижное пятно существовать не может. Пятна, перемещающиеся по гладкой поверхности с постоянной скоростью, могут в принципе существовать в двух разных видах (модах). В (1)-моды плотность тока и температура выше, чем в вышеупомянутой (0)-моды. В экспериментально наблюдаемых пятнах второго типа при токе 200 А и скорости 0(100) см/с неопределенность теоретических результатов умеренна и не больше, чем в экспериментальных данных.

4. На материале с низкой упругостью пара имеется только (1)-мода, если она вообще может существовать. Но даже отсутствие существования этой (1)-моды не доказывает невозможности существования пятна в каком-либо виде. Нестационарное пятно, возникающее как следствие одиночных локализованных событий в области «теплового движения», т. е. как следствие «взрывного испарения», на гладкой поверхности тоже является возможной формой переноса тока.

5. Поведение катодного пятна шероховатой поверхности можно еще описать в рамках теории пятна для гладкой поверхности, пока можно пренебречь флуктуацией относительно среднего значения по отношению к среднему эффекту. В зависимости от того, что отношение характеристической длины структуры поверхности к слою пространственного заряда (A/l_s) больше или меньше единицы, известные области существования вследствие шероховатости передвигаются к большим или меньшим плотностям тока. Эффект может быть более существенным, чем большинство неопределенностей, которые до сих пор рассматривались в литературе.

6. Наиболее присущи шероховатой поверхности «индивидуальные взрывные явления», которые происходят при высоких напряжениях. Нам представляется, что эти явления составляют основу весьма нестационарного, блуждающего и беспокойного пятна (типа I). Пока с уверенностью нельзя сказать, возможно ли это и при напряжениях ниже 15 В.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rakhovskii V. I. IEEE Trans.— Plasma Science, 1976, 4, 81.
2. Ecker G. Theory of Cathode Phenomena, ed. M. F. Shukov. Advances in the Field of Gas Discharge Plasmas. Novosibirsk, 1977.
3. Ecker G.— Z. Naturforsch, 1971, 26a, 935.
4. Murphy E. L., Good R. H.— J. Phys. Rev. 1956, 102, 1464.
5. Ecker G.— Z. Physik, 1953, 135, 105.
6. Ecker G.— Z. Naturforsch, 1973, 28a, 417.
7. Ecker G.— IEEE Plasma Science, 1976, 4, 218.
8. Hantzsche E.— Beitr. Plasmaphysik, 1972, 12, 245.
9. Ecker G.— Z. Naturforsch, 1973, 28a, 428.
10. Beilis I. I., Ljubimov G. A.— Teplofizika Vysokich Temperatur, 1975, 13, 1137.
11. Daalder J. E. Proc. VII. Int. Symp. on Discharges and Electr. Insulation in Vacuum. Novosibirsk, 1976.
12. Mesyats G. A. Proc. VI. Int. Symp. on Discharges and Electr. Insulation in Vacuum, Swansea, 1974.
13. Bugaev S. P., Litvinov E. A., Mesyats G. A., Proskurovskii D. I. Sov. Phys.— Usp. 1975, 18, 51.
14. Kanzel V. V., Rakhovskii V. I. Proc. VI Int. Symp. on Discharges and Electr. Insulation in Vacuum., Swansea, 1974.
15. Mitterauer J. Proc. 12 Int. Conf. Phen. in Ion. Gases, Eindhoven, Holl., 1975.

К. В. КИМБЛИН (С. W. KIMBLIN)
США

ИССЛЕДОВАНИЯ ЯВЛЕНИЙ ЭРОЗИИ И ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ОБЛАСТЯХ ВАКУУМНЫХ ДУГ И ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ*

ИОННЫЕ ТОКИ КАТОДНЫХ ПЯТЕН ВАКУУМНЫХ ДУГ

Д. Даалдер установил [2], что поток массы с поверхности катода состоит в основном из ионов и расплавленных частиц. Он обнаружил, что эрозия за счет ионов практически не зависит от тока дуги и увеличение уровня эрозии с ростом тока происходит за счет уноса нейтральных частиц. Из опытов на электродах из кадмия, меди и молибдена Д. Даалдер нашел, что эрозия частиц также зависит от температуры плавления материала катода и что частицы выбрасываются преимущественно вдоль плоскости катода. Максимальные ионные токи, измеренные Д. Даалдером, составляли приблизительно 10% общего тока дуги как для меди, так и для кадмия при токах дуги вплоть до 140 А.

З. Залуцкий и Д. Кутцнер [3] обнаружили, что анизотропное распределение ионного тока связано с катодными пятнами на медном электроде. В данном случае электроды окружали сегментные экраны. Исследователи установили, что распределение ионного тока приблизительно описывается законом косинуса. Далее они измерили значительные ионные токи в областях, экранированных анодом. Появление этих ионных этоков объясняется отражением ионов от анода и экрана. В следующей работе [4] эти авторы определили, что коэффициент конденсации для ионов равен приблизительно 0,5. Д. Даалдер [5] впоследствии подверг сомнению их предположения относительно увеличения массы на конденсационном экране и аноде, подчеркнув, что экспериментальные данные могут быть обобщены общим коэффициентом конденсации.

Д. Шерман [6] определил величину вторичной электронной эмиссии в вакуумной дуге, вызванную бомбардировкой ионами металлической поверхности. Для меди эти расчеты показали, что отношение эмиссионного электронного тока к ионному току могло быть около 0,12.

Г. Эккард [7] измерил углы разлета нейтральных частиц и ионов, испаряющихся из катода вакуумной ртутной дуги постоянного тока. Угол разлета уменьшается с увеличением отношения эмитированных электронов на атом, и Эккард приходит к выводу, что ионы выбрасывались под углом, меньшим угла раствора конуса.

* Статья написана как дополнение к работе [1] и основана на анализе литературных источников по рассматриваемому вопросу.

Д. Хеберлейн [8] исследовал распределение ионного тока для медных дуг, горящих при токе в несколько сотен ампер, окруженных сегментными экранами. Ионный ток составлял 8—10% от суммарного тока дуги, а наблюдаемое распределение ионного тока отличалось от косинусоидных, изотропных и конических распределений эмиссии. Ионный ток был на единицу пространственного угла больше, предсказанного косинусоидальным распределением, но меньше величины, предсказанной изотропной потерей.

Г. Бауэр и Р. Холмс [9] измерили зондом ионные токи насыщения в зависимости от времени при принудительном гашении вакуумных дуг силой тока от 1 до 5 кА, горящих между медными электродами. Они объясняют волнообразную форму временной зависимости ионного тока его двухкомпонентной структурой: потока с высокой скоростью, обусловленного ионами, уже находящимися в движении при условии нулевого тока, и потока с более низкой энергией, состоящего из ионов, испускаемых из области разрушающегося катодного пятна.

Эти работы подтверждают, что ионные токи величиной от 8 до 10% от тока дуги связаны с катодными пятнами вакуумных дуг на твердых электродах. Далее, если принять во внимание частицы, степень ионизации в области катода приближается к 100%.

Пространственное распределение ионного потока остается спорным вопросом. Новейшие исследования [3, 7, 8] надежно указывают на анизотропное распределение, но максимум ионного потока на единицу телесного угла не обязательно приходится на нормаль к поверхности катода [3, 8]. Для токов дуги в несколько сотен ампер с быстро перемещающимися катодными пятнами эффективная изотропная ионная эмиссия остается наиболее приемлемой при описании таких явлений, как образование анодного пятна.

МЕХАНИЗМЫ КАТОДНОГО ПЯТНА

В [1] непосредственно не исследуются ни теории катодного пятна, ни измерения плотностей токов катодных пятен. Однако чтобы более полно описать картину электродных явлений, ниже будут рассмотрены несколько последних исследований, касающихся этих вопросов.

Д. Миттерауэр [10] сделал обзор исследований, на основании которых были сформулированы нестационарные модели для объяснения пробоя в вакууме и возникновения дугового катодного пятна. Он рассмотрел как одиночные, так и следующие друг за другом быстропротекающие эмиссионные процессы. Принимается, что эти процессы имеют место на неоднородной микроструктуре поверхности катода. В аналогичной работе Э. Хантше с соавторами [11] рассмотрены эрозионные структуры на металлических катодах, получающиеся при высоковольтных пробоях и в квазистационарных дугах. Эти авторы также нашли прямую взаимосвязь между элементарными катодными процессами вакуумного пробоя и вакуумного дугового разряда.

В. Раховский [12, 13] определил два четко различающихся типа вакуумного катодного пятна. Тип I — быстро движущиеся пятна, для которых термические процессы в электроде, очевидно, нестационарны и механизм эмиссии имеет нетепловой характер. Механизм этих катодных пятен описывается взрывной моделью и ток на каждое пятно для меди в пределах 7—17 А. Тип II — медленно движущиеся групповые пятна, для которых тепловые процессы в электроде близки к стационарному состоянию.

Г. Эккер [14] также описал две четко отличающиеся модели катодных пятен. Модель с шероховатой поверхностью реализуется при

плотностях тока $\sim 10^{10}$ А/см² при взрывах микровыступов поверхности катода. К модели с гладкой поверхностью относятся стационарные катодные пятна с плотностями тока около 10^5 А/см² и движущиеся катодные пятна с потенциально более высокими плотностями тока.

Методы измерения плотности тока пятна II типа были обсуждены Л. Бейлисом и Г. Любимовым [15]. Дж. Шерман и его соавторы [16] оценили, что плотность тока катодного пятна для медных электродов составляет $3 \cdot 10^5$ А/см², однако они не учитывают различия между двумя возможными типами пятен.

КАТОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

М. Друэт и С. Грабер [17] детально исследовали катодную эмиссию для движущейся дуги между медными электродами в воздухе при атмосферном давлении. Ими обоснованы данные для отдельных участков эмиссии с микротокамаи 0,6 А; временем существования 1 мкс, изменением тока на каждом участке $3 \cdot 10^7$ А/с и плотностью тока 10^8 А/см². Расчетная эрозия электродов составляет $4 \cdot 10^{-12}$ г/Кл.

А. Гайл и другие ученые [18—20] провели обширные исследования влияния оксидных пленок на свойства катодных пятен при атмосферном давлении. Они изучали микрократеры на катоде, пользуясь сканирующим электронным микроскопом, и измерили время существования участков эмиссии и плотности тока как функцию толщины оксидной пленки и скорости дуги.

А. Гайл утверждает, что с переходом к дуге при атмосферном давлении максимум тока на пятно составляет 10—20 А.

Исследования М. Друэта и С. Грабера [17] и А. Гайла с соавторами [18] указывают, что эти пятна, возможно, выявляют микроструктуру. А. Гайл также показал, что оксидные пленки оказывают основное влияние на поведение катодного пятна и могут уменьшить сходство между пятнами в вакууме и при атмосферном давлении.

АНОДНЫЕ ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

С. Камакшайа и Р. Рау [21] исследовали факторы, которые влияют на образование анодного пятна в вакуумном выключателе. Продолжительность разряда составляет 1,85 мс, пиковый ток дуги на медном или алюминиевом аноде достигал 10 кА. Авторы подтвердили, что вероятность образования анодного пятна увеличивается с ростом расстояния между электродами, с увеличением дуги тока и с уменьшением площади анода. Эти данные согласуются с температурными зависимостями режима пуска при формировании анодного пятна. Например, пороговый ток для алюминия был ниже, чем для меди, объяснить это явление можно различием теплового параметра $T_m(K\rho c)^{1/2}$. При формировании пятна величины пороговых токов являются более высокими при кратковременном горении дуги.

Р. Боксман [22] предположил, что магнитное сжатие также играет важную роль в стимулировании процесса образования пятна. Р. Боксман исследовал газовые потоки, находящиеся в межэлектродном пространстве, и нашел, что анодное сжатие, вызываемое магнитными силами, может действительно проявляться до начала испарения металла анода.

Г. Миллер [23] всесторонне описал анодные явления вакуумных дуг. Ссылаясь на действительный механизм формирования пятна, Миллер утверждает, что или магнитное сжатие в плазменном промежутке, или сильное плавление анода могут привести к изменению механизма,

и что комбинация этих двух явлений служит обычной причиной формирования анодного пятна. Он считает, что анодные пятна также связаны с высокими значениями ионных токов. К. Кимблин [24] опубликовал дополнительные данные, которые показывают, что анодные пятна, горящие на типичных тугоплавких материалах (вольфрам) и легкоплавких материалах (медь), связаны с соответствующими ионными потоками.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВАКУУМНЫХ ДУГ С МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

В разделе рассматривается взаимодействие между вакуумными дугами и аксиальными магнитными полями. Д. Фуснис и В. Рондил [25] исследовали энергетический баланс вакуумной дуги в 500 А, горящей между медными электродами в аксиальном магнитном поле, и взаимодействие вакуумных дуг с поперечными магнитными полями.

К. Стефаняк [26] применял поля с магнитной индукцией до 0,01 Т к дугам постоянного тока в 50 и 100 А, горящим между медными электродами. Наблюдалась потенциала экрана при наложении полей и исследовались следы катодных пятен. К. Кимблин с соавторами [27] использовали магнитные поля до 0,1 Т в дугах переменного тока от 1 до 10 кА и проводили скоростное фотографирование и наблюдение за нестабильностью дуги. Эта нестабильность проявлялась в быстром увеличении дугового напряжения с соответствующим падением силы тока при наличии параллельной цепи с малым импедансом. К. Кимблин и др. наблюдали, что наложение поля вызывало а) движение катодных пятен в обратном направлении, б) группировку катодных пятен с образованием плазменного столба, который отклоняется от анода в направлении тока, в) резкое падение тока в течение нескольких десятых микросекунд. Анализ П. Эмтага с соавторами [28] показал, что использование поперечного поля создает холловское поле в пределах межэлектродной плазмы, которое влияет на траекторию ионов, эмитируемых из катодных пятен. Плазма отклоняется от места привязки с анодом, и напряжение дуги быстро возрастает из-за возникновения прианодного пространственного заряда. Нестабильность дуги также наблюдалась Б. Рао и его коллегами [29].

АНОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Анодные явления при атмосферном давлении чрезвычайно сложны, и в [1] рассматривался только особый случай, когда аноды подвергаются сильному воздействию плазменной катодной струи. Эти дуги имеют важное промышленное значение, например, в дуговых печах. Дальнейшая информация об энергетическом балансе этих свободно горящих сильнооточных дуг содержится в недавно опубликованной работе Д. Страхана [30].

Относительно более общих анодных явлений при атмосферном давлении Д. Смит и Э. Пфендер [31] разработали новый метод определения тепловых потоков в анод высокоинтенсивных термических дуг по скорости изменения температуры поверхности анода. Кроме того, Д. Хеберлейн и Э. Пфендер [32] исследовали температуру электронов и распределение плотности тока в неравновесном прианодном слое аргонной дуги.

Автор благодарит Оргкомитет за приглашение участвовать в VII Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы

(СССР, Алма-Ата, сентябрь 1977 г.) и выражает признательность доктору Д. В. Р. Хеберлейну (Вестинггауз) за полезные беседы во время подготовки данной статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кимблин К. В. Эрозия электродов и ионизационные процессы в приэлектродных областях вакуумных дуг и при атмосферном давлении.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977, с. 226—253.
2. Daalder J. Components of Cathode Erosion in Vacuum Arcs.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, 9, 2379.
3. Zalucki Z., Kutzner J. Ion Currents in the Vacuum Arc. Proc. VIIIth Intl. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Novosibirsk, U. S. S. R., 297 (1976).
4. Zalucki Z., Kutzner J. Particles Reflection from the Anode Surface in Vacuum Arc, Intrnl. Conf. on Electrical Contact Phenomena, Tokyo, 1976, 178.
5. Daalder J. E. Reflections of Ions in Metal Vapor Arcs.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1977, 10, L87.
6. Sherman J. C. Secondary Electron Emission by Multiply Charged Ions and Its Magnitude in Vacuum Arcs.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1977, 10, 335—359.
7. Eckhardt G. Vapor-cone Angles of Neutrals and Ions Emanating from the Cathode of a d. c. Mercury Vacuum Arc.— J. Appl. Phys., 1976, 47, 10, 4448.
8. Heberlein J. V. R. Measurement of the Angular Distribution of the Ion Current from a Vacuum Arc. Abstract submitted to the Gaseous Electronics Conference, Palo Alto, U. S. A., October, 1977.
9. Bauer G. J., Holmes R. Deionization of An Interrupted Vacuum Arc.— Proc. I. E. E., 1977, 124, 3, 266.
10. Mitterauer U. Cathode Processes in Vacuum — Breakdown and Vacuum — Arcs, Review lecture at the IVth Intern. Conf. on Gas Discharges, London, U. K., 1976, 439.
11. Hantzsche E. e. a. Erosion of Metal Cathodes by Arcs and Breakdowns in Vacuum, J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, 9, 1771.
12. Rakhovsky V. I. The Study of the Cathode Spot Structure in the Vacuum Arc, Proc. of the VIIth Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Novosibirsk, U. S. S. R., 38 (1976).
13. Rakhovsky V. I. Experimental Study of the Dynamics of Cathode Spot Development.— I. E. E. E. Trans. on Plasma Science, 1976, PS — 4, 2, 81.
14. Ecker G. The Vacuum Arc Cathode — a Phenomenon of many Aspects.— I. E. E. E. Trans. on Plasma Science, 1976, PS — 4, 4, 218.
15. Бейлис И. И., Любимов Г. А. Определение плотности тока в катодном пятне дуги.— ЖТФ, 1976, 21, 10, 1280.
16. Sherman J. C. e. a. The Spontaneous, Formation of Cathode Spots in High — Current Triggered Vacuum Switches and an Estimate of the Cathode Spot Current Density on Copper. Proc. of the IVth Intern. Conf. on Gas Discharges, Swansea, U. K., 1976, 94.
17. Drouet M. G., Gruber S. Dynamic Measurements of Cathodic Emission in a Moving Arc.— I. E. E. E. Trans. on Power App. and Systems, 1976, PAS — 95, 1, 105.
18. Guile A. E., Hitchcock A. H., Stephens G. W. Emitting-site Lifetimes, Currents and Current Densities on Arc Cathodes with 100nm thick copper-oxide film.— Proc. I. E. E., 1977, 124, 3, 273.
19. Guile A. E., Hitchcock A. H., Barlow J. M. Transition in Size and Number of Emitting Sites with Increase in Arc Speed over a Copper Cathode.— Proc. I. E. E., 124, 4, 406 (1977).
20. Hitchcock A. H., Guile A. E. Effect of copper — oxide thickness on the number and size of arc — cathode emitting sites.— Proc. I. E. E., 124, 5, 488 (1977).
21. Kamakshiah S., Rau R. S. N. Anode Phenomena in Triggered Vacuum Gaps, I. E. E. E. Transactions of Plasma Science, 1977, PS — 5, 1, 1.
22. Boxman R. L. Magnetic Constriction Effects in high — current Vacuum Arcs Prior to the Release of Anode Vapor.— J. Appl. Phys., 1977, 48, 6, 2338.
23. Miller H. C. Vacuum Arc Anode Phenomena, General Electric Technical Information Series, Report 76NDD — 011, November 1976.
24. Kimblin C. W. Anode Spot Ion Currents and the Interaction with Axial Magnetic Fields, Proc. of the XIIIth Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Berlin, G. D. R. September 1977.
25. Foosnaes J., Rondeel W. G. J. The Energy Balance of a Vacuum Arc in an Axial Magnetic Field, Proc. of the VIIth Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Novosibirsk, U. S. S. R., 312 (1976).
26. Stefaniak K. Propagation of Charges in Vacuum Arc in Transverse Magnetic Field, Proc. of the Intl. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Novosibirsk, U. S. S. R., 328 (1976).
27. Kimblin C. W. e. a. Developmental Studies of a Current Limiter using Vacuum Arc Current Commutation, Symp. Proc. on New Concepts in Fault Current Limiters

- and Power Circuit Breakers, Buffalo, New York, September 1976, Special Report of the Electric Power Research Institute, EPRI EL-276-SR, April 1977.
28. Emtage P. R. e. a. The Interaction of Vacuum Arcs with Transverse Magnetic Fields, Proc. of the XIIIth Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Berlin, G. D. R., September 1977.
 29. Rao B. L., Linke S., Sudan R. N. Stability of a. c. Vacuum Arcs in Transverse Pulsed Magnetic Field. I. E. E. E. Trans. on Plasma Science, PS — 4, 2, 148 (1976).
 30. Strachan D. C. High-current Graphite Cathode Free-burning Arcs.— Proc. I. E. E., 1976, 123, 11, 1272.
 31. Smith J. L., Pfender E. Determination of Local Anode Heat Fluxes in High Intensity, Thermal Arcs, I. E. E. E. Transactions on Power App. and Systems, 1976, PAS — 95, 2, 704.
 32. Heberlein U. V. R., Pfender E. Investigation of the Anode Boundary Layer of an Atmospheric Pressure Argon Arc, to be published in I. E. E. E. Transactions on Plasma Science, 1977.

УДК 537.52

А. М. ЗИМИН, Н. П. КОЗЛОВ, В. И. ХВЕСЮК

К РАСЧЕТУ ТЕРМОЭМИССИОННОГО КАТОДА

Во многих устройствах электроды, а чаще всего катод, определяют работоспособность всей системы, поэтому вопросам исследования процессов на электродах дугового разряда в последнее время уделяется большое внимание. В данной работе предлагается метод расчета термоэмиссионных катодов, позволяющий при известных внешних условиях разряда определять важнейшие характеристики катодных процессов.

К внешним определяющим параметрам относятся: ток дуги I , давление p и свойства газа, заполняющего межэлектродный промежуток, геометрия, свойства материала и условия охлаждения катода. Важнейшими определяемыми характеристиками являются: поле температур катода, тепловые потоки, поступающие в электрод q_0 и отводимые от него q_1 , катодное падение потенциала V_c , плотность тока j и доля электронного тока s на поверхности катода.

При постановке задачи необходимо иметь замкнутую систему уравнений, включающую описание процессов в прикатодной области, в катоде и на его поверхности [1]. Такие системы уже решались в работах [1—4]. В них авторы использовали модели, с помощью которых можно сравнительно просто получить необходимые решения. В настоящей работе предпринято численное исследование катодных процессов с применением ЭВМ «БЭСМ-6». Это позволило решить систему уравнений, более полно учитывающую различные стороны приэлектродных процессов, и построить метод расчета катодов реальных плазменных устройств.

Рассмотрим систему уравнений по частям — уравнения для твердого тела, прикатодной области и их сшивку на поверхности катода.

ТВЕРДОЕ ТЕЛО

Основные процессы в твердом теле: протекание тока внутри катода и связанное с ним джоулево тепловыделение, а также распространение тепла от объемного и поверхностного источника энерговыведения.

Уравнение теплопроводности с учетом зависимости электропроводности металла от температуры $\sigma(T)$ (зависимость $\lambda(T)$ довольно слабая [5] и в расчетах не учитывалась) для осесимметричного катода имеет вид

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{j^2(r, z)}{\lambda \sigma [T(r, z)]} = 0. \quad (1)$$

В левую часть уравнения (1) входят локальные значения плотностей тока $j(r, z)$. В работах [6, 7] при учете джоулева тепловыделения предполагалось равномерное распределение тока по сечению катода. Однако это характерно лишь для узкого круга частных случаев, когда

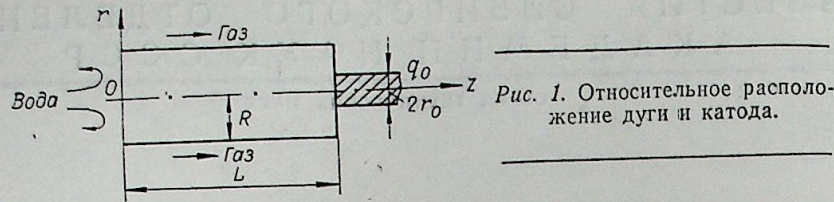


Рис. 1. Относительное расположение дуги и катода.

площадь контакта дуги с электродом близка к его поперечному сечению. В более общей постановке вопроса плотность тока зависит от координат пространства. Учесть этот факт можно, решая уравнение, описывающее протекание тока в электроде. В двумерном приближении оно имеет вид

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \sigma(T) \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\sigma(T) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right] = 0. \quad (2)$$

Локальная плотность тока связана с уравнением (2) соотношением

$$j(r, z) = \sigma [T(r, z)] \sqrt{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2}. \quad (3)$$

Для описания граничных условий к уравнениям (1) и (2) конкретизируем геометрию электрода и относительное расположение дуги относительно него (рис. 1). Тогда эти условия будут иметь вид

$$\begin{aligned} \text{а) } z = 0, \quad T = T_0, \quad \varphi = 0, \\ \text{б) } z = L, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \begin{cases} -q_0 + \varepsilon \sigma_1 T^4, & 0 \leq r \leq r_0 \\ \varepsilon \sigma_1 T^4 + \alpha_r (T - T_r), & r_0 < r \leq R, \end{cases} \\ -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \begin{cases} -j_0, & 0 \leq r \leq r_0 \\ 0, & r_0 < r \leq R, \end{cases} \\ \text{в) } r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0; \\ \text{г) } r = R, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha_r (T - T_r) + \varepsilon \sigma_1 T^4, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \end{aligned}$$

где q_0 — поверхностная плотность теплового потока, поступающего в катод, ε — степень черноты поверхности электрода, в общем случае зависящая от температуры, σ_1 — константа Стефана—Больцмана, j_0 — плотность тока в месте контакта дуги с катодом, α_r и T_r — коэффициент теплоотдачи и температуры газа, обдувающего электрод.

Граничные условия ставятся таким образом, что тепло и ток подводятся к катоду в пределах круга радиуса r_0 и считаются в нем постоянными. Другой особенностью постановки задачи является то, что величины q_0 и r_0 не заданы, а определяются в процессе совместного решения всей системы уравнений для твердого тела, прикатодной области и поверхности катода.

ПРИКАТОДНАЯ ОБЛАСТЬ

Прикатодная область обычно считается состоящей из двух слоев [8, 9]. Первый — слой избыточного пространственного заряда, где частицы движутся без столкновений. Для его описания, как правило, используется приближение Маккоуна [10]. Второй — квазинейтральный ионизационный слой, где происходит перераспределение долей электрон-

ного и ионного тока. Чаще всего процессы в этом слое описываются с помощью простых балансовых соотношений [2, 3]. Однако существуют работы [8, 11], где процессы во втором слое исследуются значительно более подробно и рассматриваются на основе взаимной диффузии трехкомпонентной плазмы.

В двухслойной модели трудно учесть переходную область между слоями (где уже имеет место квазинейтральность, но еще не выполняется диффузионное приближение [11]). Поэтому в уравнениях движения необходим учет инерционных членов. Это позволит совершить плавный переход от границы слоев к сечению, где выполняется диффузионное приближение. Используемая в расчетах система уравнений для прикатодной области представляет собой обобщение работы [11] и записана в одномерном приближении. Ось Ox направлена в сторону столба дуги, а ее начало находится на границе первого и второго слоев.

Уравнения неразрывности для трех компонентов имеют вид

$$\frac{d\Phi_i}{dx} = -\beta n_e n_a + \alpha n_e^3, \quad (4)$$

$$\frac{d\Phi_i}{dx} = -\frac{d\Phi_e}{dx} = \frac{d\Phi_a}{dx}, \quad (5)$$

где $\Phi_i = n_i u_i$, $\Phi_e = n_e u_e$, $\Phi_a = n_a u_a$, n_i , n_e , n_a и u_i , u_e , u_a — концентрации и соответственно средние направленные скорости ионов, электронов и атомов, β и α — скорости ионизации и рекомбинации. В расчетах использованы зависимости $\alpha(T_e)$ и $\beta(T_e)$, вычисленные для аргона с учетом ступенчатой ионизации [12]. Считаем, что температура во втором слое постоянна [11, 13]. Она определяется из уравнения баланса энергии в слое (см. ниже). Температуры $T_a = T_i$ также принимаются постоянными и равными средней температуре поверхности катода в зоне контакта с дугой [13—15]. Концентрации заряженных частиц удовлетворяют условию квазинейтральности: $n_e = n_i$.

Граничные условия для интегрирования (4) следующие:

$$\begin{aligned} \text{а) } x = 0, \quad \Phi_i = \frac{(1-s) j_0}{e}, \\ \text{б) } x = l_2, \quad \frac{\beta n_e n_a - \alpha n_e^3}{\beta n_e n_a} = 0,05. \end{aligned}$$

Условие (б) аналогично применяемому в теории пограничного слоя [16] и служит для определения длины слоя l_2 . Дальнейшее интегрирование (4) до тех пор, пока не установятся равновесные значения n_e , n_i и n_a не имеет смысла, так как со значения $x > l_2$ начинается участок столба дуги, где доля электронного тока меняется очень мало.

Уравнения движения компонентов, полученные из уравнения Больцмана, имеют вид [17]

$$M_k n_k \left| \vec{u}_k \right| \frac{d\vec{u}_k}{dx} = e_k n_k \vec{E} - \text{grad } p_k - \sum_{l \neq k} M_{kl} n_k v_{kl} (\vec{u}_k - \vec{u}_l), \quad (6)$$

где $k, l = e, i, a$, e_k — заряд частицы, M_k — ее масса, M_{kl} — приведенная масса, v_{kl} — частота соударений частиц сорта k с частицами сорта l .

Граничные условия к уравнениям движения имеют следующий вид:

а) для атомов на границе с катодом

$$u_a = \sqrt{\frac{8kT_k}{\pi M}},$$

где M — масса атома.

б) для ионов и электронов на границе со столбом

$$u_{i,e} = b_{i,e} E_{ст},$$

где $E_{ст}$ определяется соотношением

$$E_{ст} = \frac{j_0}{\sigma_{Ар}(T_e)}$$

При этом из уравнения неразрывности следует

$$n_i u_i + n_e u_e = j_0 / e = \text{const.} \quad (7)$$

В соответствии с уравнением состояния имеем

$$p = n_a k T_a + n_i k T_i + n_e k T_e = \text{const.} \quad (8)$$

При помощи уравнения Пуассона находим распределение потенциала в слое пространственного заряда. При этом наряду с концентрацией эмитированных электронов учитывается концентрация электронов плазмы, проникающих в область пространственного заряда. Уравнение Пуассона использовалось в системе в следующем виде:

$$\frac{d^2 \varphi_1}{dx_1^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \left\{ \frac{j_{эм}}{\sqrt{\frac{2e}{m} \varphi_1 + v_{Te}^2}} - \frac{(1-s)j}{\sqrt{\frac{2e}{M}(V_c - \varphi_1) + v_{Ti}^2}} + j_e^{обп} \sqrt{\frac{\pi m}{2kT_e}} \left[2 - \Phi^* \left(\sqrt{\frac{e(V_c - \varphi_1)}{kT_e}} \right) \right] \exp \left[-\frac{e(V_c - \varphi_1)}{kT_e} \right] \right\}, \quad (9)$$

где V_{Te} и V_{Ti} — тепловые скорости электронов и ионов соответственно,

$$\Phi^*(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt,$$

V_c — катодное падение потенциала; φ_1 — потенциал в данном сечении x_1 , $j_{эм}$ — плотность тока эмитированных электронов.

Граничные условия к (9) следующие:

$$а) x_1 = 0, \quad \varphi_1 = 0;$$

$$б) x_1 = l_1, \quad \varphi_1 = V_c - \frac{kT_e}{2e}, \quad E = \frac{kT_e}{2el_{ia}},$$

где $l_{ia} = 1/n_a \sigma_{ia}$.

Электронная температура определяется из уравнения баланса энергии во втором слое. С учетом «обратных» электронов его можно записать

$$j_{эм} \cdot V_c = j_i (V_i + \alpha_1 V^*) + j_e^{обп} \left(V_c + \frac{2kT_e}{e} \right) + 3,2j \frac{kT_e}{e}, \quad (10)$$

$$\text{где } j_e^{обп} = \frac{1}{4} \alpha_e e n_e V_e \exp \left(-\frac{eV_c}{kT_e} \right), \quad \alpha_e = 0,8 \text{ [18].}$$

Член $j_i \alpha_1 V^*$ в правой части (10) учитывает потери энергии на возбуждение. Коэффициент α_1 определяется в соответствии с [19].

ЯВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА

Основными процессами этого класса, которые учитывались в системе, являются взаимодействия частиц с поверхностью электрода, эмиссия электронов с катода, энергообмен на поверхности.

Уравнение баланса энергии на поверхности катода, из которого определяется поверхностная плотность теплового потока в электрод (q_0), используемая в (1), имеет вид

$$q_0 + j_{эм} \left(\varphi_{эф} + \frac{2kT_k}{e} \right) = j(1-s) \left(V_c + V_i - \varphi_{эф} + \frac{2kT_k}{e} \right) + q_{л} + \frac{1}{4} \alpha_e e n_e V_e \left(\frac{2kT_e}{e} + \varphi_{эф} \right) \exp \left(-\frac{eV_c}{kT_e} \right), \quad (11)$$

где $q_{л}$ — поверхностная плотность лучистого теплового потока в электрод [20].

Для определения плотности тока эмитированных электронов использовалось уравнение Ричардсона с поправкой Шоттки

$$j_{эм} = AT_k^2 \exp \left(-\frac{e\varphi_{эф}}{kT_k} \right), \quad (12)$$

где $\varphi_{эф} = \varphi - \sqrt{eE_k}$,

причем E_k определяется из решения уравнения (9).

Полный электронный ток с поверхности катода определяется соотношением

$$I_e = sI = \int_F (j_{эм} - j_e^{обп}) dF, \quad (13)$$

где F — площадь контакта дуги с катодом.

Еще одно важное уравнение, учитывающее равенство потоков атомов, покидающих поверхность катода после нейтрализации, и ионов, приходящих из прикатодной области, может быть представлено

$$n_a u_a = n_i u_i. \quad (14)$$

Записанная система уравнений для процессов в катоде, в прикатодной области и на поверхности катода является замкнутой и позволяет определить основные характеристики катодных процессов в зависимости от внешних условий горения разряда.

Численное интегрирование системы проводилось на ЭВМ «БЭСМ-6». Для решения уравнений (1) и (2) использовался метод конечных разностей (метод установления), уравнений (4), (6), (9) — метод Рунге — Кутты. При вычислениях использовались итерации по ряду параметров.

РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ

Решение системы уравнений проводилось для электрода из лантанированного вольфрама ($e\varphi = 2,8$ эВ), работающего в среде аргона с давлением $p = 10^5$ н/м². Исследовалось влияние геометрии электрода (радиус, длина) и тока разряда на основные характеристики катодных процессов. Некоторые результаты расчетов при варьируемых I и R приведены на рис. 2—4. С увеличением тока при неизменной геометрии катода происходит рост уровня температур электрода (см. рис. 2), доли электронного тока и плотности тока на поверхности катода (см. рис. 3). Вольтов эквивалент тепла (см. рис. 4) и катодное падение потенциала с увеличением тока, напротив, уменьшаются. Полученные закономерности согласуются с результатами экспериментов [6, 21, 22]. Хорошее соответствие с экспериментом показали также и зависимости указанных характеристик от радиуса катода (см. рис. 3, 4). Влияние длины электрода на параметры катодных процессов (за исключением q) оказалось довольно слабым.

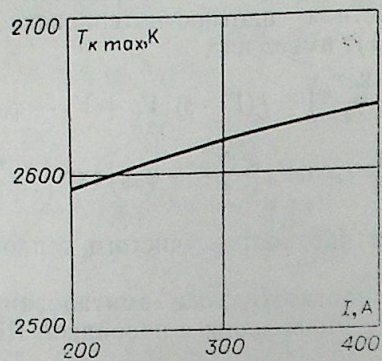


Рис. 2. Зависимость температуры в центре рабочего торца катода от рабочего тока.

$R = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $L = 3 \cdot 10^{-2}$ м.

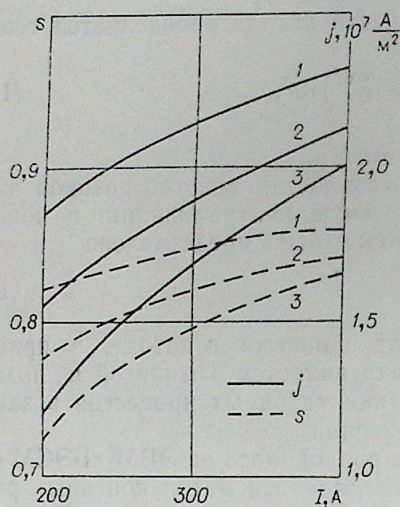


Рис. 3. Зависимость доли электронного тока и плотности тока на поверхности катода от тока и геометрии электрода.

$L = 3 \cdot 10^{-2}$ м, $R = 3 \cdot 10^{-3}$ м (1), $4 \cdot 10^{-3}$ м (2), $5 \cdot 10^{-3}$ м (3).

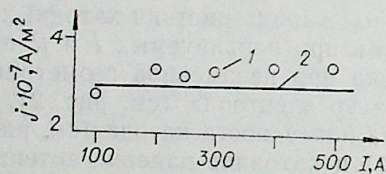


Рис. 5. Зависимость плотности тока на поверхности катода от тока.

$R = 2,5 \cdot 10^{-3}$ м, $L = 6 \cdot 10^{-2}$ м.
1 — эксперимент [7], 2 — расчет.

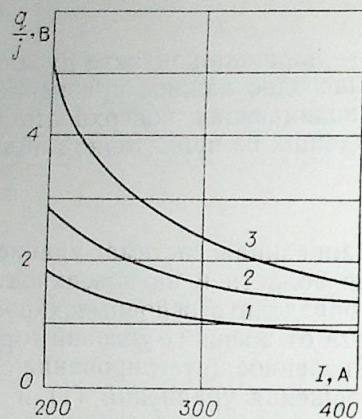


Рис. 4. Зависимость вольтова эквивалента тепла, поступающего в катод, от тока и геометрии электрода.

Обозначения те же, что и на рис. 3.

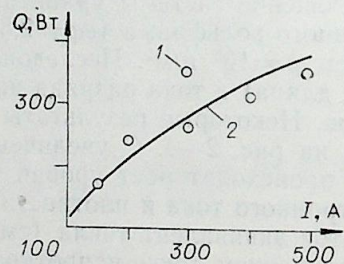


Рис. 6. Расчетная и экспериментальная зависимость теплового потока в катод от тока дуги.
1 — эксперимент [7], 2 — теория.

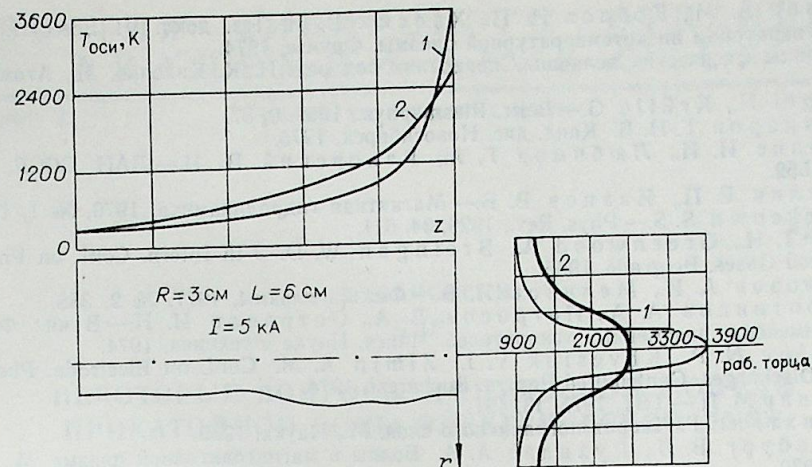


Рис. 7. Распределение температур по длине и радиусу катода.
1 — расчет по методике [2], 2 — расчет по модели, предложенной в данной работе.

Количественное сравнение теоретических и экспериментальных результатов для условий [7] указывает на их хорошее согласие (рис. 5, 6).

Для оценки влияния на конечные результаты решения заложенных в систему уточнений по сравнению с работой [2] расчеты для той же геометрии электрода и условий горения разряда проводились и по уравнениям [2]. Единственным уточнением системы [2] для более корректного сравнения расчетных результатов явилось включение решений уравнений (1) и (2) вместо примененной в указанной работе модели полубесконечного тела. Ниже приведены значения параметров катодных процессов, полученные в результате решения системы [2] (строка 1), и предложенной в данной работе системы уравнений (строка 2) при $I = 5000$ А, $R = 3 \cdot 10^{-2}$ м, $L = 6 \cdot 10^{-2}$ м.

V_c , В	$j, 10^7$ А/м ²	s	$q_{\text{подв}}, 10^7$ Вт/м ²	$q_{\text{отв}}, 10^7$ Вт/м ²
3,22	7,801	0,832	3,26	1,31
8,70	2,112	0,842	2,29	0,15

Анализ этих параметров и данных распределения температур по длине и радиусу катода (рис. 7) указывает на более достоверные значения величин, полученных в настоящей работе. Причинами завышения плотности тока и занижения катодного падения потенциала по системе [2] в сравнении с обычными экспериментальными результатами являются необоснованный выбор температуры и пренебрежение потерями энергии в зоне ионизации, также не учитывалось отклонение состава плазмы вблизи электрода от равновесного из-за деионизирующей функции поверхности катода.

Московское высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

Поступила в редакцию
20/VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

- Зимин А. М., Козлов Н. П., Хвесюк В. И.— ЖТФ, 1973, 43, 1248.
- Neumann W.— Beitr. Plasmaphys., 1969, 9, № 6, 499.
- Мойжес Б. Я., Немчинский В. А.— ЖТФ, 1972, 42, 1001; 1973, 43, 2309; 1975, 45, 1212.

4. Зимин А. М., Козлов Н. П., Хвесюк В. И. Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, 1974.
5. Таблицы физических величин. Справочник под ред. И. К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976.
6. Hügel H., Grülle G.—Beitr. Plasmaphys., 1969, 2, 87.
7. Дандарон Г.-Н. Б. Канд. дис. Новосибирск, 1975.
8. Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И.—ДАН СССР, 1969, 188, 552.
9. Ваулин Е. П., Иванов В. В.—Магнитная гидродинамика, 1970, № 1, 130.
10. Maskeown S. S.—Phys. Rev., 1929, 34, 611.
11. Lee T. H., Greenwood A., Breingan W. D. 7-th Intern. Conf. on Phen. in Ionized Gases. Belgrade, 1965.
12. Морозов А. И., Меликов И. В.—Физика плазмы, 1977, № 2, 388.
13. Поротников А. А., Петросов В. А., Острцов И. Н.—В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, Наука и техника, 1974.
14. Kozlov N. P., Khvesiuk V. I., Zimin A. M. Conf. on Electrode Phen. in Gas Discharges. Contributed Papers. Bucharest, 1974.
15. Зекцер М. П.—ТВТ, 1975, 13, 491.
16. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Наука, 1969.
17. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М., Наука, 1970.
18. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М., Наука, 1966.
19. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
20. Абрамов В. А. и др.—В кн.: Исследования в области промышленного электронагрева. Труды ВНИИЭТО, вып. 8. М., Энергия, 1976.
21. Bauer A., Schulz P.—Z. Phys., 1954, 139, 197.
22. Busz-Reukert G., Finkelburg W.—Z. Phys., 1955, 140, 540.

Б. БОЛАНОВСКИЙ

ПНР

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИМПУЛЬСНОЙ МОДЕЛИ ПРИКАТОДНОЙ ЗОНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

При конструировании электрических аппаратов важным вопросом является проблема гашения электрической дуги. Теория горения и гашения дуги пока далека от совершенства. Над ее развитием работают электрики, не всегда имеющие хорошую теоретическую подготовку, или физики, которые основное внимание уделяют дуговому разряду, часто значительно отличающемуся от электрической дуги отключения. Только сотрудничество исследователей обеих специальностей может принести хорошие результаты.

Лодзинский политехнический институт уже несколько лет занимается изучением электрической дуги отключения. В пятидесятых годах это были исследования, связанные главным образом с наблюдением дуги, ее движением, формой, напряжением и т. п. Затем основное внимание переносится на обобщение и объяснение наших наблюдений существующими теориями. Сравнение результатов расчета с экспериментом показало их существенное расхождение. Поэтому необходимо провести не только корректировку полученных результатов, но и создать по возможности самостоятельную теорию.

Попытаемся объяснить некоторые вопросы, связанные с прикатодной областью электрической дуги отключения, с помощью созданной нами импульсной модели прикатодной зоны.

ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ПРИКАТОДНОЙ ЗОНЫ

Стадии развития прикатодной зоны изображены на рис. 1—3. Схематически показано распределение зарядов между дугой и катодом (рис. 1—3, а) и мгновенный след, оставленный дугой на катоде (рис. 1—3, б). Этот след одновременно дает схему образования катодного пятна. На рис. 1 представлена монолитная зона и монолитное пятно в макро- и микроструктуре. На рис. 2 видно образование коллективного пятна, состоящего из отдельных частичных пятен. Увеличенное изображение одного частичного пятна показано на рис. 3. Для этого пятна характерно уже неравномерное течение зарядов между дугой и катодом, связанное со случайно образующимся скоплением зарядов (центров) в прикатодной области. Однако в протекании тока в любой момент времени принимает участие целое пятно. Изменения в распределении плотности тока происходят гораздо медленнее по сравнению с временем существования пятна, движением дуги, изменениями тока и т. п.

Основные количественные результаты для отдельных пятен

Показатель	Рисунки		
	1	2	3
Плотность тока, А/м ² в монокристаллическом пятне	10 ⁸ —(10 ⁹)	≤ 10 ¹⁰ (10 ¹¹)	< 10 ¹⁰ (10 ¹¹)
в частичном пятне	—	—	≤ 10 ¹² (10 ¹⁴)
в элементарном пятне	—	—	—
Время существования, с монокристаллического пятна	Постоянный непрерывный	—	—
частичного пятна	—	10 ⁻³ ÷ 1	10 ⁻³ ÷ 1
элементарного пятна	—	—	10 ⁻⁸ ÷ 10 ⁻⁶
Максимальная температура монокристаллического пятна	Ниже температуры плавления катода	—	—
частичного пятна	—	Ниже температуры кипения катода	—
элементарного пятна	—	—	Гораздо выше температуры кипения катода
Перенос тока (А) через частичное пятно	—	От десяти до нескольких десятков	—
элементарное пятно	—	—	0,1 ÷ 10

Перенос тока происходит кратковременно по образованным центрам проводимости названными элементарными пятнами. Изменение плотности текущего заряда, т. е. плотности тока в элементарном пятне, происходит мгновенно. В результате этих мгновенных (импульсных) изменений образуются различные нарушения на поверхности катода и в прикатодной зоне.

Основные показатели для отдельных пятен приведены в таблице.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИМПУЛЬСНОЙ МОДЕЛИ ПРИКАТОДНОЙ ЗОНЫ

Неравномерное распределение плотности тока в частичном пятне (см. рис. 3) связано с макроскопической неоднородностью поверхности катода, а в особенности с разной структурой и толщиной слоя поверхности, ее неравномерной механической обработкой, рисками и т. п. Неравномерность же электрического поля перед катодом, связанная с

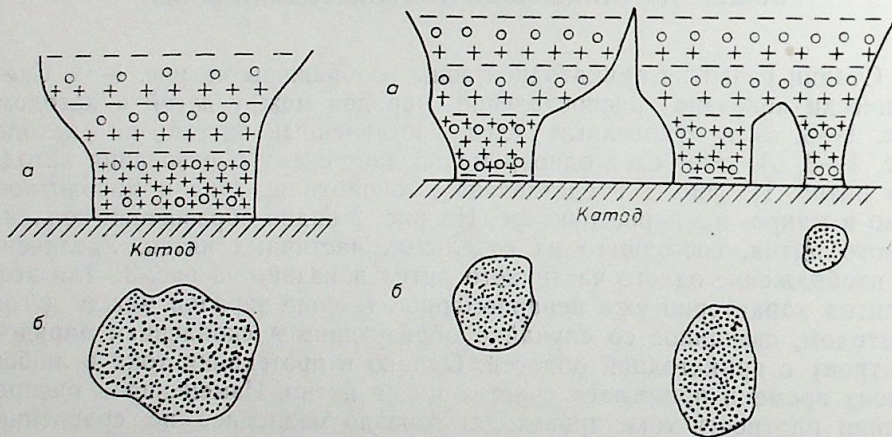


Рис. 1. Монокристаллическая зона, монокристаллическое пятно.

Рис. 2. Монокристаллическая зона, коллективное пятно, частичное пятно.

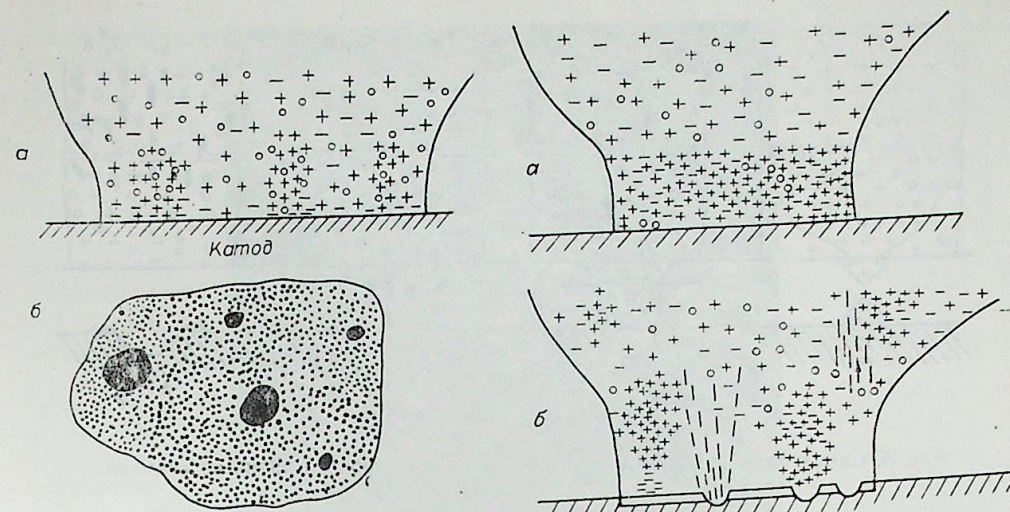


Рис. 3. Одно частичное пятно с рис. 2 с неравномерным течением зарядов между дугой и катодом.

Рис. 4. Частичное пятно монокристаллической зоны (а), импульсной зоны (б).

распределением заряда в прикатодной зоне, не оказывает существенного влияния на плотность тока.

Для возникновения элементарных пятен, времени их существования огромное значение имеют как микроскопические неоднородности поверхности катода, так и неравномерности распределения заряда в прикатодной зоне. Особенно важно влияние процессов на катоде для распределения зарядов во времени и пространстве.

На рис. 4 схематически показано формирование и исчезновение элементарного пятна во времени. Группировка (скопление) положительных ионов (рис. 4, б) в прикатодной зоне, приближаясь к катоду, вызывает возникновение на его поверхности соответствующей концентрации электронов. При этом возрастает напряженность электрического поля у поверхности катода и в зависимости от состояния его покрытия начинает появляться элементарная эмиссия, вызванная туннельным эффектом. Дальнейшее развитие явления зависит от толщины и состава покрывающего слоя катода, величины и концентрации скопления зарядов вблизи катода.

Энергия, приносимая ионами в катод, может поднять температуру катода значительно выше температуры кипения, если скопление зарядов будет достаточно большим для обеспечения на поверхности элементарного пятна соответствующего давления. Усилить нагрев катода в результате большой плотности тока в элементарном пятне можно за счет джоулева тепла (рис. 5).

Если при наличии высокого местного давления ионов произошел нагрев катода до температуры, превышающей температуру кипения, то исчезновение разряда происходит мгновенно и сопровождается взрывным испарением перегретого материала катода. Частицы взорванного вещества (пары) способны пройти всю прикатодную зону и образуют так называемые струи (поток) дуговых паров. Переход быстрых частиц пара через прикатодную зону с учетом столкновения их с заряженными частицами ведет к нарушению распределения зарядов в этой зоне, в частности может появиться добавочная ионизация, увеличивающая заряд скопления.

Если давление пара превышает парциальное давление ионов из дуги, то наступит взрывное испарение катода. Дальнейший приток заряда к элементарному пятну будет задержан, и оно исчезнет. Если

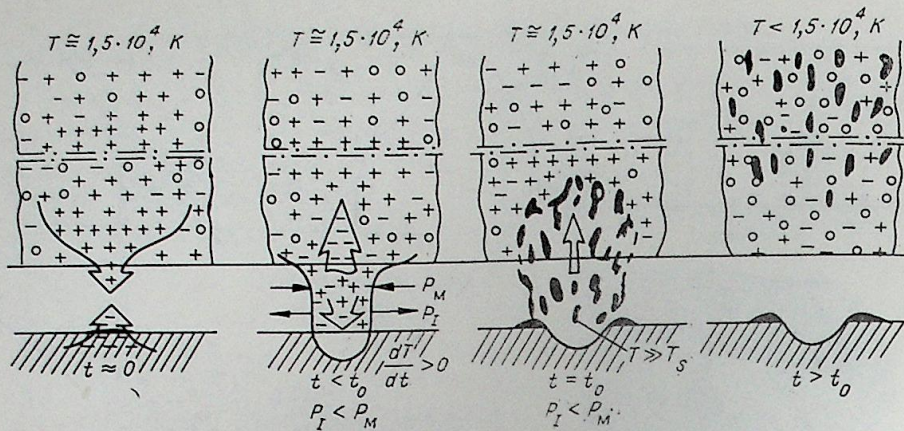


Рис. 5. Схема формирования и исчезновения элементарного пятна во времени.

энергии ионов в катод недостаточна, чтобы поднять температуру в элементарном пятне до кипения, возможно исчезновение пятна без взрыва.

При скорости перемещения опорного пятна дуги до 100 м/с элементарные пятна во время существования остаются практически неподвижными. Кроме скопления зарядов вблизи поверхности катода, решающее значение в возникновении, развитии и исчезновении элементарного пятна играют также микронеровности поверхности и неоднородности в слое, неоднородности в кристаллической структуре катода, дефекты структуры и т. п. В некоторых случаях развитие элементарного пятна, его исчезновение связано с нагревом и испарением неровностей поверхности.

Следовательно, случайными процессами являются распределение элементарных пятен на поверхности пятна, время их существования и протекающий через них ток. Такие параметры пятен, как размер, средний протекающий ток, время существования, температура и т. п., могут изменяться в широких пределах.

ИМПУЛЬСНАЯ МОДЕЛЬ, ПОЛУЧЕННАЯ НА ОСНОВЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

Основы формирования импульсной модели связаны с результатами следующих исследований:

1) микроскопические наблюдения поверхности катода, 2) исследования и расчет баланса мощности короткой дуги, 3) расчеты и измерения нагрева катода электрической дуги, 4) наблюдения износа материала катода, 5) исследования плазменных струй в дуге, 6) наблюдения движения прикатодной зоны дуги.

Микроскопические наблюдения следа, который оставила дуга на поверхности катода, показали его значительную неоднородность (рис. 6). Причиной ее является неоднородная структура катодного пятна. Из многочисленных наблюдений определена частота появления следов, кратеров или сильно нагретых участков относительно исследуемой поверхности (рис. 7, 8). Использование импульсной модели дало основу для определения размеров элементарного пятна.

Измерения и расчеты баланса мощности короткой дуги дали возможность оценить величину средней мощности, передаваемой от дуги катоду через катодное пятно и окружающую его область. Принимая во внимание величину мощности в полученной ранее модели (см. рис. 1—3), невозможно объяснить нагрев катода дугой. Предположение



Рис. 6. След на поверхности катода. Fe.
 $I=200$ А, $V=3,5$ м/с. Масштаб: в 1 см — 7 мкм.

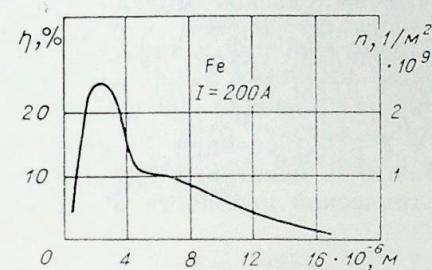


Рис. 7. Частота появления наблюдаемых следов, толщина слоя 10^{-6} м.

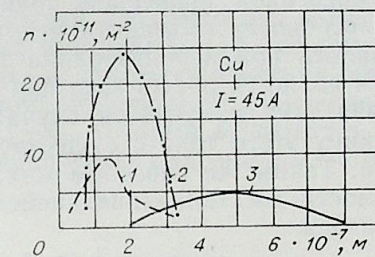


Рис. 8. Частота появления наблюдаемых следов.

1 — толщина $2,5 \cdot 10^{-9}$ м, однократная дуга; 2 — толщина $4,5 \times 10^{-8}$ м, многократная дуга; 3 — толщина $6,0 \cdot 10^{-7}$ м, многократная дуга.

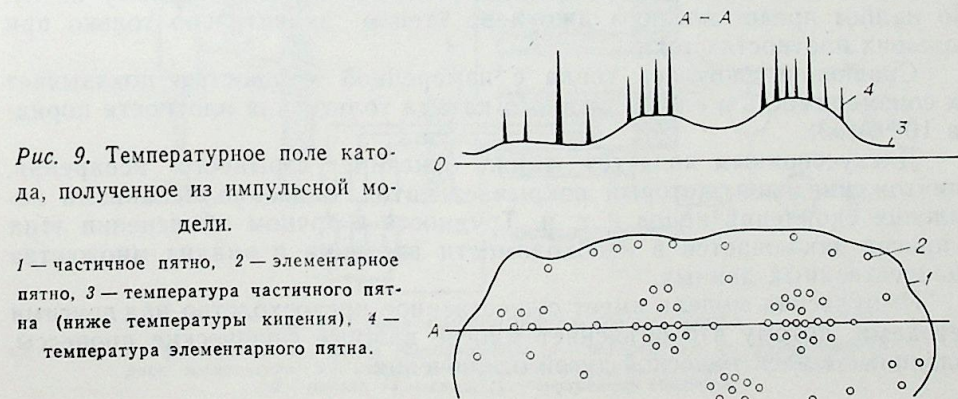


Рис. 9. Температурное поле катода, полученное из импульсной модели.

1 — частичное пятно, 2 — элементарное пятно, 3 — температура частичного пятна (ниже температуры кипения), 4 — температура элементарного пятна.

об однородной структуре пятна означало бы существование там небольшой плотности тока, плотности мощности, передаваемой пятном, так что только в случае неподвижной или очень медленно движущейся дуги возможно достижение температуры плавления катода.

Полученный из импульсной модели вид температурного поля катода (рис. 9) объясняет наблюдаемые на основе анализа следа неравномерности в нагреве поверхности катода и появление видимых наплавок катода при движущейся дуге.

Теоретический расчет баланса мощности не дал положительных результатов, потому что необходимо было предположить большие плотности тока по сравнению с соответствующим размером целого следа. Для подтверждения модели были сделаны измерения количества испаряющегося материала электрода в зависимости от тока.

Из анализа распространения тепла в катоде, размеров (диаметра и глубины) кратеров и частоты их появления получен первый приблизительный ответ, какими должны быть размеры элементарных пятен, чтобы объяснить с помощью импульсной модели измеренное испарение материала.

Наблюдения плазменных струй, сделанные сверхскоростной камерой, дали возможность зарегистрировать прерывистость струи, выходящей с поверхности катода. Прерывистости в виде мгновенных вспышек подтвердили значение времени существования элементарных пятен, найденных раньше температурными расчетами.

Результаты наблюдений движения пятна дуги, особенно непрерывного движения, при наличии неравномерностей на поверхности катода и распада катодного пятна на элементарные пятна с увеличением скорости движения доказывают, что прикатодная зона не имеет монолитной структуры.

Косвенной проверкой правильности импульсной модели является ее способность объяснить некоторые сложные вопросы, что не всегда удавалось при использовании других моделей. Таким, например, вопросом является обрыв тока при подходе к нулю. Известно, что значение обрыва тока изменяется случайно. Объяснение простое, если связать величину этого тока с существованием и исчезновением элементарного пятна. Таким же способом можно объяснить некоторые случайные зависимости восстанавливающейся электрической прочности от материала катода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная импульсная модель далека еще от совершенства, хотя мы ею пользуемся несколько лет. Дискуссионным вопросом является проблема источников тепла, доставляемого элементарному пятну. По нашим представлениям джоулево тепло значительно только при больших плотностях тока.

Сравнение джоулева тепла с измеренной мощностью показывает их соизмеримость в случае медного катода только для плотности порядка 10^{16} А/м².

Дискуссионным является также описание взрывного испарения, уничтожение слоя, который покрывает катод, описание механизма появления скоплений ионов и т. п. Трудность в точном объяснении этих вопросов заключается в необходимости введения в анализ множества количественных данных.

Импульсная модель имеет существенное превосходство над другими методами, потому что объясняет многие важные физические процессы, связанные с электрической дугой отключения.

Э. Д. ДЕГРАФ

ДИАГНОСТИКА ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В КООКСИАЛЬНОМ ПЛАЗМОТРОНЕ

Доказана необходимость более детального изучения электрической дуги в магнитном поле [1, 2]. В работе [3] описаны исследования на коаксиальном плазмотроне с двойным магнитным управлением. Под действием магнитного поля дуга с током 160–500 А перемещалась в атмосфере воздуха между медными электродами в зазоре $(4,5 \div 5) \cdot 10^{-2}$ М. Схема установки приведена на рис. 1. В исследуемой установке во всем диапазоне токов обнаружены приэлектродные струи [4]. Цель данной работы — определение основных параметров плазмы (n_e , T , grad U) в различных сечениях прианодной, прикатодной струй и в столбе дуги.

Последние экспериментальные и теоретические исследования дали значительную информацию об излучательной способности газов при высоких температурах. В результате предложен сравнительно простой метод диагностики плазмы [5], основанный на измерении интегрального излучения в широких спектральных интервалах (10–20 нм). Этот метод, названный авторами методом малой монохроматизации, сводится к построению пирометрической кривой, описываемой уравнением (1) для спектрального участка шириной $\lambda_1 - \lambda_2$, который выделяется с помощью стандартного набора интерференционных или обычных стеклянных светофильтров.

$$J = J(I) = \sum_k \sum_e J_{kl}(T) = \sum_k \sum_e \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_{kl}(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где J_{kl} — излучательная способность k -го компонента плазмы для l -го

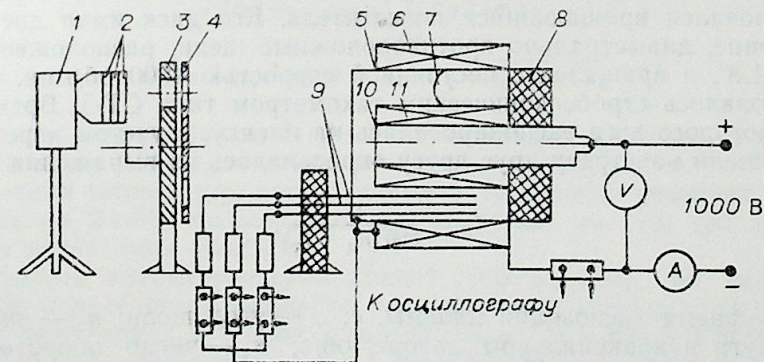


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — фотокамера, 2 — набор светофильтров, 3 — поглотитель, 4 — вращающийся диск поглотителя, 5 — катод, 6 — внешний соленоид, 7 — дуга, 8 — изолятор, 9 — зонды, 10 — анод, 11 — внутренний соленоид.

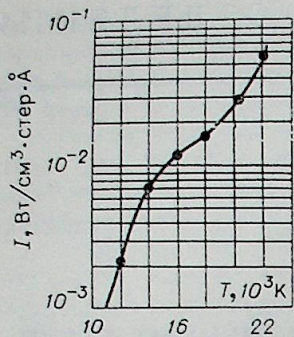


Рис. 2. Пирометрическая кривая для воздуха $\Delta\lambda = 500-510$ нм.

механизма излучения (индекс l нумерует линии, континуумы и молекулярные полосы).

Пирометрическая кривая для воздуха $\Delta\lambda = 500-510$ нм приведена на рис. 2. После построения пирометрической кривой можно воспользоваться методом абсолютной интенсивности, сравнивая ее с эталонным источником. В качестве эталонного источника использовался кратер анода угольной дуги. Сила тока составляла $10 \div 13$ А в зависимости от типа и размеров электродов и устанавливалась возможно более близкой (ниже на $0,1 \div 0,5$ А) к режиму, при котором начиналось «шипение» дуги. Применялись спектрально чистые угольные или графитовые электроды. Оптимальный диаметр анода составлял $6 \div 8$, катода $3 \div 4$ мм,

расстояние между электродами $5 \div 10$ мм. При соблюдении этих условий, согласно [6], интенсивность излучения анодного пятна, покрывающего значительную часть поверхности анода, равна интенсивности излучения серого тела, имеющего температуру 3800 ± 10 К и коэффициент черноты 0,97. Для уменьшения ошибки фотометрировалась центральная, наиболее яркая, часть пятна. Полная ошибка в определении светимости угольного анода $5 \div 10\%$ [6]. Метод малой монохроматизации позволил отказаться от громоздкого спектрального оборудования и применить в качестве регистратора обычную фотокамеру. Такой способ регистрации оказался особенно удобным для диагностики дуги в плазмотроне, так как позволил получить поле температур всего источника для одного и того же момента регистрации и проследить изменение температуры плазмы во времени и пространстве.

Основные ошибки метода связаны с неидеальностью светофильтров, спектральная характеристика которых имеет иногда большие «хвосты», пропускающие излучение за пределами λ_1 и λ_2 . Для выделения области спектра $500-510$ нм использовались светофильтры СЗС-9, ЖЗС-1, ЖС-18. Область пропускания их проверялась с помощью спектрографа ИСП-51, она оказалась несколько отличной от паспортных данных и равнялась $500-513$ нм. В самой пологой части пирометрической кривой максимальная погрешность по J , составляющая 30% , дала максимальную ошибку по T 4% .

Малые экспозиции (порядка $10^{-4}-10^{-5}$ с), необходимые при регистрации быстроперемещающейся дуги (в нашем случае скорость перемещения $60-80$ об/с) для максимального уменьшения смещения плазмы, достигались применением стробоскопа. В качестве стробоскопа использовался вращающийся поглотитель. Его диск имел две равные по ширине, диаметрально противоположные щели, расположенные под углом $1,8^\circ$, и вращался с постоянной скоростью 4000 об/мин, что контролировалось стробоскопическим тахометром типа СТ-5. Время, в течение которого дуга экспонировалась на пленку, с учетом перемещения дуги и щели навстречу друг другу определялось из выражения

$$t_{\pi} = \frac{\alpha}{360(n_{\pi} + n_c)}, \quad (2)$$

где t_{π} — время экспозиции плазмы, с; α — угол щели; n_{π} — число оборотов дуги в коаксиальном зазоре, об/с; n_c — число оборотов диска стробоскопа (поглотителя).

В нашем эксперименте $t_{\pi} = 4,15 \cdot 10^{-5}$ с при токе дуги 300 А и $t_{\pi} = 5 \cdot 10^{-5}$ с при $I = 170$ А. Дуга фотографировалась фотокамерой на пленку «Микрат 200» через ранее названные светофильтры. На эту же

пленку фотографировался эталонный источник света. Уравнивание интенсивностей световых потоков от обоих источников достигалось применением дополнительных ослабляющих светофильтров (НС-8, НС-9, НС-10, НС-11) и диафрагмированием объектива камеры. Фотометрирование эталонного источника, приэлектродных струй в различных сечениях и столба дуги проводилось на микрофотометре МФ-2. Характеристическая кривая фотоэмульсии получена обычным приемом — фотографированием эталонного источника с различными экспозициями. Затем осуществлялось отождествление интенсивности излучения эталонного источника в данном диапазоне длин волн с истинным значением интенсивности для конкретного кадра с дугой. Если экспозиции для плазмы и эталонного источника обозначить соответственно t_{π} и t_0 , отверстия диафрагм фотокамеры — D_{π} и D_0 , пропускную способность нейтральных светофильтров, установленных на пути света от плазмы и эталонного источника, — Φ_{π} , Φ_0 , то для интенсивности плазмы в абсолютной мере получим

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_{\pi}(\lambda) d\lambda = t_{\pi} D_{\pi} \Phi_{\pi} / (t_0 D_0 \Phi_0) \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_0(\lambda) d\lambda. \quad (3)$$

До сих пор нами не учитывалась неоднородность излучающей плазмы, вследствие которой излучение, приходящее по определенному лучу зрения, суммируется из излучения слоев плазмы, имеющих различную температуру. Неоднородность плазмы учитывалась в предположении, что она имела цилиндрическую симметрию. Методы расчета [7, 8] позволяют по наблюдаемому распределению $J(x)$ интенсивности поперек осесимметричной плазмы (так называемый метод поперечных снимков) получить истинное радиальное распределение плотности излучателей по радиусу, радиальное распределение температуры. Задача сводится к решению интегрального уравнения Абеля

$$J_x = 2 \int_{r=x}^R \frac{J(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (4)$$

где x — координата в направлении «поперек» столба плазмы; r — радиальная координата.

Для десяти кольцевых зон составлена программа и вычислены на машине значения $J(r)$ по значениям $J(x)$ по методике [7]. Полученные результаты проверялись по [8]

$$J(r_k) = -\frac{n}{40R} \sum_{j=0}^{n-1} b_{jk} J(x_j); \quad (5)$$

$$x_j = J/n; \quad r_k = k/n; \quad j_k = 0, \quad n = 1,$$

где n — число зон разбивки, $J(r_k)$ — излучательная способность цилиндрического источника, b_{jk} — табулированные коэффициенты.

Значения температур, рассчитанные в нескольких сечениях по [8], оказались на $2 \div 6\%$ больше, чем рассчитанные по [7], что лежит в пределах допустимой ошибки.

Пользуясь пирометрической кривой (см. рис. 2), по значениям $J(r)$ было определено радиальное распределение температуры в анодной, катодной струях, в столбе дуги при токах $170-200$ А и $300-350$ А (рис. 3-5). Температура на оси анодных струй достигает $20\,000$ К, $n_e > 2 \cdot 10^{17}$, что свидетельствует о значительно более высокой энергии и плотности тока приэлектродных струй по сравнению со столбом дуги ($T_0 = 10\,000$ К и мало меняется по диаметру). Эти результаты согла-

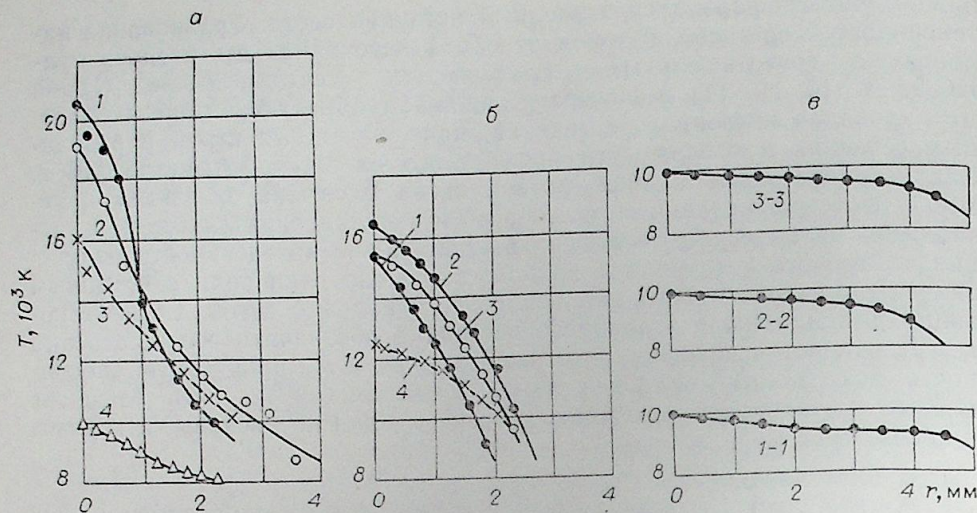


Рис. 3. Радиальное распределение температуры в различных сечениях дуги 300—350 А в коаксиальном зазоре $45 \cdot 10^{-3}$ М.

а) анодная струя, б) катодная струя — сечения на расстоянии от начала струи 5 (1), 10 (2), 15 (3), 20 мм (4), в) дуга между струями (1—1 в 10 мм от катода, 2—2 в центре, 3—3 в 10 мм от анода).

суются с данными [9, 10]. Интенсивность излучения максимальна у основания анодных струй и имеет тенденцию к спадаению по мере удаления от основания. Малая экспозиция позволила зафиксировать процесс дробления анодных струй. Примечательно, что температура в каждой элементарной струйке тоже порядка $(18-20) \cdot 10^3$ К.

В катодных струях более низкая температура, чем в анодных ($16\ 000$ К), кроме того, в начале струи (на расстоянии до 5 мм от катода) наблюдался небольшой спад температуры, что в общем случае лежит в пределах погрешности эксперимента, но может быть связано и с наличием неравновесной плазмы в этой зоне $T_e \gg T_i$. В этом плане можно сослаться на теоретические работы Б. Я. Мойжеса и [9], где отмечено начало свечения катодных струй не на поверхности электрода, а на расстоянии $0,2 \div 0,3$ мм от него. Над катодным пятном существует «темное пространство».

Температура $(16-20) \cdot 10^3$ К слишком высока для открытой воздушной перемещающейся дуги. Наличие таких высоких энергий в приэлектродных струях можно объяснить, вероятно, прерывистым характером движения дуги по электродам, малым временем существования струи на месте ($10^{-6}-10^{-4}$ с), что приближает исследуемый разряд в

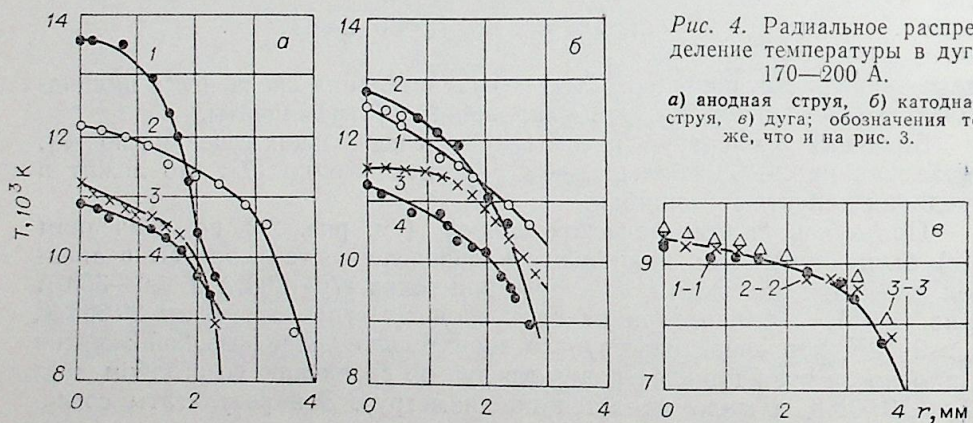


Рис. 4. Радиальное распределение температуры в дуге 170—200 А.

а) анодная струя, б) катодная струя, в) дуга; обозначения те же, что и на рис. 3.

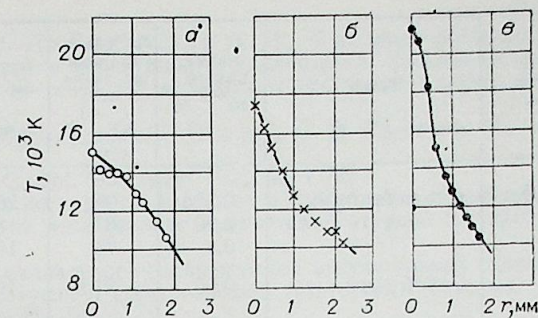


Рис. 5. Радиальное распределение температуры в элементарных анодных струйках при токе 300—350 А (на расстоянии 7,5 мм от начала струи).

а) затухающая, б) установившаяся, в) возникающая струя.

момент возникновения на новом месте к импульсному, искровому. Скорость нарастания проводимости в таком разряде за счет фотонной ионизации больше скорости расширения канала, что может создать огромную мгновенную плотность тока до 10^7 А/мм² и температуру до $40\ 000$ К [11].

Полученные данные по распределению температуры проверялись двумя способами: зондовыми измерениями градиента потенциала и спектральным методом определения n_e и T по уширению линии H_β 486,1 нм.

Предположение о том, что именно повышенные градиенты потенциалов приэлектродных струй приводят к увеличению интенсивности свечения плазмы в этих областях, проверялось методом зондовых измерений электрического поля вдоль разрядного канала (см. рис. 1). Для уменьшения возмущений, вносимых в плазму, зонды выполнялись из тонкой вольфрамовой проволоки диаметром 0,2—0,3 мм и размещались по радиусу через $(0,5-1) \cdot 10^{-2}$ М в рабочей зоне дуги. Максимально возможное приближение зондов к аноду и катоду достигалось наклеиванием на изоляционную смолу ближайшего к электроду зонда. Следующий зонд выставлялся на необходимом от него расстоянии. С целью уменьшения ошибки измерений использовался метод двойных зондов. Гребенка зондов, выполненная в виде специальной приставки для фиксации их положения, постоянно находилась в межэлектродном зазоре. Термическое воздействие дуги на зонды ограничивалось кратковременностью запуска установки, поэтому дуга проходила через зонды 2—5 раз. Импульсы от всех зондов одновременно регистрировались шлейфовым осциллографом Н-102. Распределение электрического поля в дуге приведено в работе [12]. Наблюдалось увеличение градиента потенциала по направлению к электродам, что совпадает с геометрией плазменных струй. Градиент потенциала в столбе дуги составляет $20 \cdot 10^2$ В/м, а на расстоянии $0,5 \cdot 10^{-2}$ М от электродов достигает у анода $70 \cdot 10^2$, а у катода $60 \cdot 10^2$ В/м. Зная распределение потенциала в приэлектродных струях, из закона Ома для симметричного цилиндрического источника можно оценить температуру на оси струй по электропроводности плазмы [5]. Здесь I — ток дуги, E — градиент потенциала, σ — локальная проводимость, R — радиус канала.

Пересчет температур по измеренным градиентам (см. таблицу) дал хорошее совпадение со значениями, полученными методом малой монохроматизации (расхождение не более 5,5%).

Значения T , n_e , полученные методом малой монохроматизации, проверялись общеизвестным классическим способом — по уширению спектральных линий (главным образом водорода), дающим достаточно надежные результаты даже в том случае, когда вопрос о наличии в исследуемой плазме условий ЛТР остается открытым [13].

Для измерений использовался спектрограф ИСП-28 и фотопластинки типа «Спектральная № 2» и «Изопанхром». Исследован спектральный состав приэлектродных струй. В спектре помимо линий H_β 486,1 нм,

Ток дуги, А	Зона	Радиус канала, 10^{-2} М	Локальная проводимость на оси, $\frac{\text{Ом}^{-1} \times \text{см}^{-1}}{\text{Ом}^{-1} \times \text{см}^{-1}}$	Температура на оси, К		Расхождение, %	Сечение
				расчетная	измеренная		
300	Анодная струя	0,225	95	20 000	20 200	1	1
		0,25	87	18 000	19 000	5,5	2
		0,3	76	15 500	16 000	3,1	3
	Столб дуги	0,55	31,8	10 000	10 000	0	
	Катодная струя	0,28	79,6	16 000	16 200	1,3	2
		0,3	80	16 000	15 500	3,2	3
170	Анодная струя	0,37	65	13 000	12 600	3,14	4
		0,2	52,9	13 000	13 600	4,6	1
		0,25	50,8	12 000	12 200	1,6	2
	Катодная струя	0,225	56	13 000	12 800	1,6	2
		0,3	47	11 500	11 600	0,9	3

H_{α} наблюдались линии HII 463 нм и HII 444,7 нм с высокими энергиями возбуждения 21,15 и 23,19 эВ соответственно, что также свидетельствует о высоких плотностях энергий в струях. Обнаружены линии атомной и ионной меди, азота NI с энергиями возбуждения $3,82 \div 9,52$ эВ, что связано, очевидно, с излучением в периферийной области плазмы. Наиболее удобной для измерений является линия H_{β} , для которой, как показано в работе [14], можно ограничиться определением не всего контура, а только полуширины, так как последняя линейно связана с n_e ,

$$n_e = 3,4 \cdot 10^{14} (\Delta\lambda)^{3/2}. \quad (7)$$

Концентрация электронов, рассчитанная таким способом, оказалась равной $(2,3 \div 9,5) \cdot 10^{17}$. В этом случае частые столкновения гарантировали полное достижение термического равновесия, что оправдывает использование примененных нами методик при оценке температуры. Водород, обладая высоким потенциалом ионизации, светится преимущественно в центральной высокотемпературной части дуги. Поэтому, используя уравнение Саха, мы оценили температуру на оси анодной струи при токе 290 А. Она оказалась тоже порядка $(17-20) \cdot 10^3$ К. Это лишнее подтвердило пригодность для нашего случая метода малой монохроматизации, давшего возможность по одному снимку получить распределение температур (или поле электронной плотности) в катодной, анодной струях, в столбе дуги, а также оценить распределение температур в элементарных анодных струях в процессе их формирования. Диагностика плазмы показала наличие высокоэнтальпийных участков дуги в области приэлектродных струй, распространяющихся на $1,5-2 \cdot 10^{-2}$ М от электродов.

Автор выражает глубокую признательность доценту кафедры физики АЭИ Тонконогой Л. А. за участие в обсуждении результатов и помощь при оценке n_e и T по контурам спектральных линий.

Алма-Атинский
энергетический институт

Поступила в редакцию
25/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазматроны). М., Наука, 1973. 232 с.
2. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975. 298 с.
3. Болотов А. В., Деграф Э. Д. Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1976, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2, 14—18.

4. Мусолин В. Н., Деграф Э. Д., Бозжанов Д. Ж. К вопросу исследования динамики анодных струй и пятен в коаксиальном плазматроне. Плазма-77, т. II. Материалы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1977, с. 135—138.
5. Физика и техника низкотемпературной плазмы. Под ред. С. В. Дресвина. М., 1972. 351 с.
6. Null M. R., Losien W. W.— G. Opt. Soc. amer. 1962, 52, 1156.
7. Пирс В. Расчет распределения по радиусу фотонных излучателей в симметричных источниках.— В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., Мир, 1962, с. 221—230.
8. Ларькина Л. Т. К расчету радиального распределения излучательной способности.— В кн.: Применение плазматрона в спектроскопии. (Материалы Всесоюз. симпозиума). Фрунзе, Илим, 1970, с. 17—20.
9. Гермох В. Струи плазмы в электродных областях сильноочных разрядов.— Изв. сиб. отд. СО АН СССР, 1973, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3, с. 60—65.
10. Брон О. Б., Сушков Л. К. Поток плазмы в электрической дуге выключающих аппаратов. Л., 1975. 210 с.
11. Самервилл Дж. М. Электрическая дуга. М.— Л., 1962. 119 с.
12. Болотов А. В., Деграф Э. Д., Мусолин В. Н. К вопросу оптимизации работы плазматрона коаксиального типа. Плазма-77, т. I, Материалы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1977, с. 50—53.
13. Минько Л. Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск, Наука и техника, 1970. 180 с.
14. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., Мир, 1978, 491 с.
15. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. К вопросу об аномально высокой эмиссии неспаряющегося терматоката в дуговом разряде.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 2539—2547.

УДК 537.523

А. И. БУШИК, М. К. МИЦКЕВИЧ, И. Г. НЕКРАШЕВИЧ,
И. А. БАКУТО

ПРОЯВЛЕНИЕ РЕТРОГРАДНОГО ДВИЖЕНИЯ КАТОДНЫХ ПЯТЕН ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Исследование закономерностей процессов на катоде при импульсном разряде в магнитном поле для многих областей современной техники имеет практическое значение. Кроме того, эти исследования являются источником информации о различных аспектах проблемы катодных пятен, что важно для развития теории процессов на катоде. Для углубления наших представлений о природе катодных пятен важно изучить проявление разных качественных сторон поведения катодных пятен в различных экспериментальных условиях. В этом отношении наиболее приемлема методика развертки импульсного разряда с помощью магнитного поля совместно с использованием скоростной фоторегистрации.

В экспериментах использовали рельсотронную конфигурацию электродов, которые размещались в многовитковом соленоиде, последовательно включенном в разрядную цепь. При этом напряженность магнитного поля ограничивалась значением параметра Холла < 1 для того, чтобы результаты можно было применить для интерпретации поведения пятен в разряде без магнитного поля. В случае воздушной среды при атмосферном давлении этому условию удовлетворяет значение напряженности магнитного поля около 5000 эрстед. Расстояние между электродами равнялось $2 \cdot 10^{-3}$ м. Начальное напряжение на электродах составляло 2000 В. Разрядный ток имел колебательный характер, его величина в исследованных полуволнах принимала наибольшее значение от 1700 до 500 А. Длительность первой полуволны составляла $190 \cdot 10^{-6}$ с. Материалом для электродов служили цинк, олово, свинец, алюминий, магний, а также различные металлы с электролитическими цинковыми, медными, хромовыми покрытиями различной толщины ($10 \div 70 \cdot 10^{-6}$ м). Для усиления растягивания пятен в одном направлении противоположный электрод имел малые поперечные размеры $1 \cdot 10^{-3}$ м. Скоростная фоторегистрация проводилась с помощью камеры СФР-2М. В одних экспериментах применялась дополнительная увеличивающая оптика для исследования отдельных пятен, а в других экспериментах — уменьшающая оптика, чтобы в поле зрения вмещалась область поверхности электрода, занимаемая пятнами, возникающими за время одной полуволны разрядного тока.

Как показывают скоростные фотографии, облако разрядной плазмы между электродами перемещается непрерывно в магнитном поле в соответствии с правилом Ампера. При этом наблюдается рождение и угасание пятен на электродах. Первые пятна возникают либо путем деления в зоне, занимаемой плазмой, либо путем пробоя на периферии плазмы за счет стримеров, возникающих в межэлектродном пространстве (рис. 1). Последнее чаще всего наблюдается на переднем крае

движущегося облака плазмы. Как правило, новые пятна являются началом областей пятен. Характерно отсутствие строгой последовательности возникновения новых пятен вдоль пути движения разрядной плазмы. Пятна возникают как на переднем крае, так и в середине, и на заднем крае облака плазмы. При этом пятна на переднем крае увеличивают свою яркость со временем, а пятна на заднем крае и в середине постепенно угасают. В каждой области одновременно наблюдаются пятна, отличающиеся друг от друга тем, что одни из них движутся в направлении действия силы Ампера, а другие — в противоположном направлении. Это обстоятельство фиксируется на скоростных фотограммах в виде вытягивающихся со временем в противоположные стороны ярких штрихов. Соответствующие им эрозионные следограммы на поверхности электродов показаны на рис. 2. Характерно, что пятна с «обратным» движением в течение своей эволюции вплоть до исчезновения не изменяют характера движения, в то время как пятна с «прямым» движением перед погасанием приобретают «обратное» движение. В соответствии с этим концы ветвящихся следовых треков на поверхности катода оказываются изогнутыми. Наблюдается также развитие областей пятен и в направлении, перпендикулярном силе Ампера. При пони-

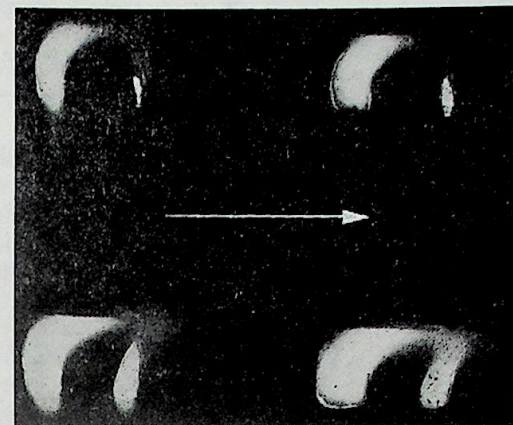


Рис. 1. Движение межэлектродной плазмы между цинковым (катод внизу) и медным (анод вверху) электродами в излучении ионных линий цинка.

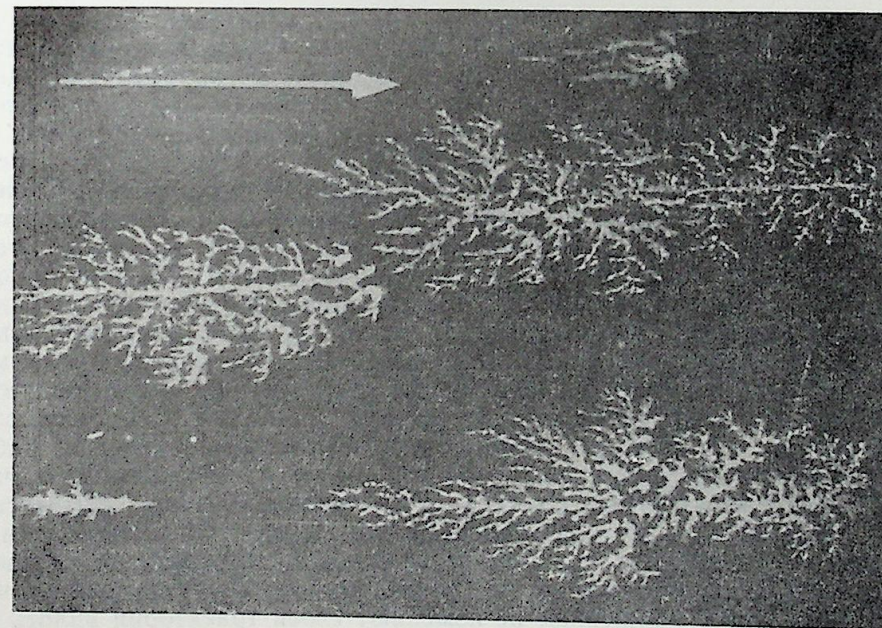


Рис. 2. Катодные следы при развертке разряда в магнитном поле на медном электролитическом слое, защищенном шлифшкуркой.

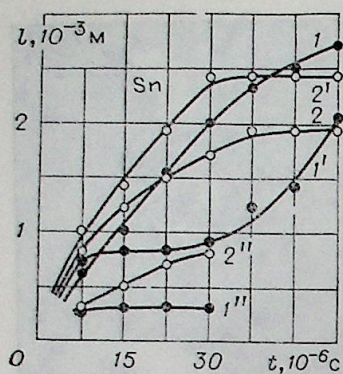


Рис. 3. Развитие трех областей пятен в магнитном поле на олове.

Режим — катод. 1, 1', 1'' — вдоль силы Лоренца; 2, 2', 2'' — против силы Лоренца.

женных давлениях, где разряд движется в обратном направлении, также наблюдается изгиб концов следовых треков [1].

На основе скоростных фотограмм построены графики зависимости увеличения размеров отдельных областей пятен от времени. Характерные графики представлены на рис. 3. Соотношение между скоростями движения пятен в различных направлениях

значительно изменяется с течением времени и является неодинаковым для разных областей пятен. Примечательно, что замедление развития области пятен в одном направлении, как правило, связано с увеличением скорости развития в другом — противоположном направлении. Создается впечатление некоторой внутренней взаимосвязи между пятнами.

При электролитических покрытиях никелем, медью и хромом достаточной толщины пятна не обнаруживаются, наблюдается только движение слабосветящихся областей в виде клина со скоростью движения облака плазмы. После обработки этих покрытий шлифшкуркой начинают возникать симметричные области пятен. По мере усиления обработки покрытий развитие областей пятен становится все более асимметричным, приближаясь к тому, что имеет место на массивных металлах [2—4].

Динамика процессов на электродах обусловлена особенностями развития пятен первого типа, которые связаны с автоэлектронным механизмом эмиссии с поверхности катода и характеризуются быстрым перемещением и слабым свечением. Длительное существование пятен первого типа определяется вынужденным смещением разряда магнитным полем. Вытягивание и изгиб разрядной плазмы в магнитном поле приводят к шагообразному зарождению отдельных областей пятен. Внутри их происходят процессы деления пятен, что ведет к увеличению размеров областей. Наличие пятен с различным направлением движения можно объяснить, если предположить, что в катодных пятнах существует одновременное действие механизмов, ответственных как за «прямое», так и за «обратное» движение пятен. Сбалансированность действий этих механизмов, видимо, обеспечивает существование «нейтральных» по отношению к магнитному полю катодных пятен, которые могут двигаться в любом направлении, в том числе и поперек направления действия амперовой силы. Преимущественное действие одного из механизмов движения зарядов в пятне приводит к тому, что пятно двигается вдоль или против действия силы Ампера. Если учесть изменение во времени соотношения действия обоих механизмов из-за изменений условий в разрядной плазме, то сравнительно легко провести интерпретацию полученных экспериментальных фактов. Кроме того, следует считать, что оба механизма движения зарядов, очевидно, работают на одном энергетическом уровне. Об этом говорит тот факт, что эрозионные следы в обоих случаях практически идентичны. Интересно, что с уменьшением тока перед погасанием в пятнах, движущихся в «прямом» направлении, начинает превалировать механизм, ответственный за обратное движение пятен. С этим, по-видимому, связано то, что пятна с обратным движением не изменяют своей траектории вплоть до исчезновения.

Сбалансированность влияний обоих механизмов в пятнах, вероятно, не очень стабильна, так как движущиеся «нейтральные» пятна в по-

перечном направлении к действию силы Ампера распадаются на пятна с прямым и обратным движением. Это обстоятельство приводит к мысли, что каждое «нейтральное» пятно способно рождать два пятна с противоположными направлениями движения. В таком механизме деления пятен существенную роль может играть магнитное поле, что утверждает в своей работе И. Кесаев [1], выдвигая принцип максимума поля.

Настоящее исследование не дает возможности составить цельное представление о движении зарядов в пятне. Можно лишь догадываться о некоем циркулярном движении зарядов, симметричном в «нейтральных» и асимметричном в пятнах с тем или иным направлением движения. Этот вопрос имеет самостоятельное значение и требует специальных экспериментальных и теоретических исследований.

Физико-технический институт
АН БССР,
Минск

Поступила в редакцию
12/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М., Наука, 1968.
2. Бушик А. И. Исследование динамики процессов при импульсном разряде на сложных электродах. Автореф. канд. дис. Минск, 1973.
3. Bushik A. I., et al. Conference on Electrode Phenomena in Gas Discharges. Contributed Papers, Bucharest — Romania, 1974.
4. Мицкевич М. К., Бакуто И. А., Бушик А. И.— В кн.: III Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1976, с. 174.

УДК 621.3.014.31

Э. К. ДОБРИНСКИЙ, Б. А. УРЮКОВ, А. Э. ФРИДБЕРГ

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ГАЗОВЫМ ВИХРЕМ

В работе [1] показана возможность создания высокоэффективных электродуговых нагревателей на основе использования стабилизации электрической дуги в вихревой камере, характеризующейся большим отношением окружной скорости к среднерасходной $v_{\theta}/u=100$. В статье изложены экспериментальные исследования аэродинамических характеристик подобных камер и процессов тепломассообмена плазменной струи со стабилизирующим газовым вихрем. Проанализирована зависимость границы области устойчивости течения в вихревых камерах от различных безразмерных критериев.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Источником плазменной струи служил электродуговой плазмотрон типа ЭДП-101 [2] со ступенчатым выходным электродом, обеспечивающим длины дуги. Диаметр выходного электрода 20 мм. Плазмообразующий и стабилизирующий газ — азот. Регулирование параметров плазменной струи (энтальпии и расхода) осуществлялось путем изменения тока дуги, расхода газа через плазмотрон и подачи в плазменную струю дополнительного количества газа через камеру смещения 6, установленную на выходе из плазмотрона. Струя плазмы через охлаждаемый насадок 7 вводилась в вихревую камеру, которая состояла из крышки 8, стеклянной цилиндрической трубы 9 и выходной диафрагмы 10. В крышке установлен торцевой завихритель, создающий вращательное движение стабилизирующего газа. Эксперименты проводились при расходах плазмообразующего газа $G_p=1-5$ г/с, стабилизирующего газа $G_z=1-40$ г/с. Энтальпия плазменной струи на выходе в вихревую ка-

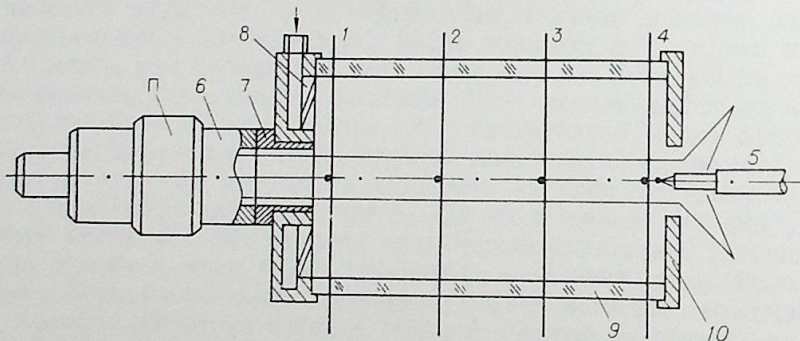


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

П — плазмотрон ЭДП-101, 1—5 — термодатчики, 6 — камера смещения, 7 — водоохлаждаемый насадок, 8 — крышка вихревой камеры с завихрительным кольцом, 9 — цилиндрический участок вихревой камеры, 10 — выходная диафрагма.

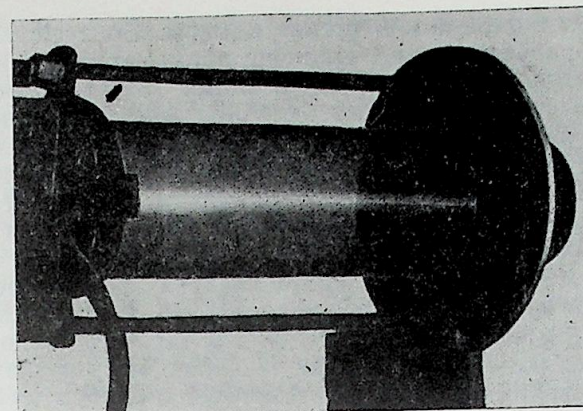


Рис. 2. Фотография стабилизированной плазменной струи в вихревой камере.

меру изменялась в пределах $h=(0,8\div 20)\cdot 10^6$ Дж/кг. Длина цилиндрического участка вихревой камеры составляла $L=0,1-1$ м, диаметр $D=80$ мм, диаметр выходного отверстия диафрагм $d_n=20\div 60$ мм; суммарная площадь отверстий торцевого завихрителя $F=20\div 200$ мм².

Первые эксперименты показали, что пространственная устойчивость плазменной струи и границы ее раздела со стабилизирующим вихрем определяются в основном соотношением расходов стабилизирующего и плазмообразующего газа $\bar{G}=G_z/G_p$. При \bar{G} выше некоторого значения \bar{G}_k плазменная струя имеет форму, близкую к цилиндрической, причем ее диаметр приблизительно равен d_n (режим стабилизации). При $d_n=25$ мм и $\bar{G}\geq\bar{G}_k$ плазменная струя практически не изменяет своего начального диаметра и имеет вид цилиндра с резко очерченными границами (рис. 2), поэтому основная масса экспериментов была проведена на вихревой камере с $d_n=25$ мм. Температура на оси струи измерялась термопарами типа ВР 5/20, которые располагались либо по диаметру сечения камеры (термопары 1—4), либо вводились по оси струи (термопара 5); средний размер спая 0,5 мм.

Измерения диаметра плазменной струи фотоэлектрическим методом и по границе теплового фронта (с помощью температуры) показали равенство «светового» и «теплового» диаметра плазменной струи в режиме ее стабилизации.

При \bar{G} ниже \bar{G}_k четкая граница плазменной струи разрушается: на поверхности ее раздела с газовым вихрем появляются волнообразные возмущения. При дальнейшем уменьшении \bar{G} последовательно возникают различные виды крупномасштабной неустойчивости: струя приобретает форму спирали, конуса и, наконец, на начальном участке она резко расширяется до диаметра, близкого к диаметру камеры. Длина светящейся плазменной струи постепенно сокращается, изменяясь от $\bar{L}=L/d_n\geq 40$ (при $L=1$ м) до $\bar{L}=3-5$.

Для установления качественных и количественных связей аэродинамики вихревого потока с существованием режима стабилизации струи проводились зондовые измерения скорости в пределах стабилизирующего вихря. Ввиду малости величины осевой составляющей скорости (по оценкам она не превосходит нескольких метров в секунду) измерить ее капиллярным насадком не удалось. Направление осевой скорости определялось по перемещению пенопластовых шайб, насаженных на проволочку, ориентированную параллельно оси камеры. Оказалось, что прямое направление скорости (в направлении течения в плазменной струе) локализовано в кольцевом сечении шириной порядка 5 мм, при-

мыкающем к цилиндрической стенке камеры. Во всей остальной зоне имеет место обратное течение. Наличие обратных течений подтвердилось также выделением кислородной метки (3% кислорода от расхода G_x) в периферийную часть стабилизирующего вихря на расстоянии 10 мм от диафрагмы. Пробы газа отбирались капиллярными зондами на радиусах 40, 20, 10 мм в трех сечениях вихревой камеры на расстояниях 50, 150, 240 мм от передней крышки камеры. Количественный анализ проводился на приборе ВТИ поглощением кислорода в пирогаллоле. Без принудительной подачи кислорода в камеру не обнаруживался, что указывает на отсутствие подсоса воздуха из атмосферы через отверстие диафрагмы. При вводе кислорода во всех точках отбора обнаруживался кислород в пределах 1,5—2% вес., что свидетельствует об интенсивных (по расходу) обратных течениях. Из этих измерений явствует, что плазменная струя взаимодействует с вихрем, осевая скорость в котором направлена против ее течения. Однако ввиду ее незначительности осевая скорость вихря, по-видимому, не определяет установление режима стабилизации, что согласуется с [1].

Окружная компонента скорости стабилизирующего газа измерялась двухканальным насадком, выполненным из остальных капилляров (внутренний диаметр 0,5, наружный — 1 мм). Введение зонда в вихревую камеру приводит к появлению возмущений, разрушающих режим стабилизации непосредственно около границы его существования. Критичность к возмущению зондом возрастает в направлениях от периферии к оси камеры и от входа к выходу. Поэтому все зондовые измерения выполнены при некотором избытке расхода стабилизирующего газа по сравнению с \bar{G}_x . Величина v_ϕ на границе режима стабилизации определялась экстраполяцией зависимости $v_\phi(G_x)$. Типичное распределение v_ϕ по радиусу вихревой камеры в сечении, находящемся на расстоянии 10 мм от выходной диафрагмы, показано на рис. 3. Аналогичное распределение v_ϕ наблюдается по всей длине камеры. Как и следовало ожидать, в распределении окружной скорости по радиусу имеется 2 зоны: потенциального вихря, в котором v_ϕ растет в направлении к оси, и квазитвердого вращения, где v_ϕ линейно зависит от радиуса. Максимальное значение v_ϕ в режиме стабилизации достигается вблизи границы струи. В пристеночной области согласно измерениям происходит быстрое затухание окружной скорости, обусловленное трением о стенку. Величина v_ϕ на границе плазменной струи постоянна по длине, линейно растет с увеличением G_x и с уменьшением L , относительно

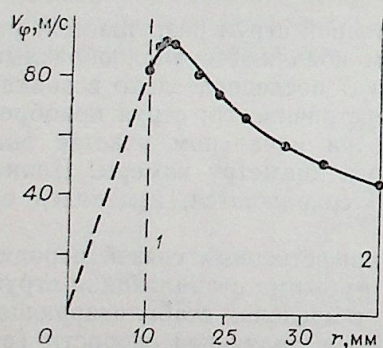


Рис. 3. Распределение окружной скорости по радиусу вихревой камеры.

Точками показаны измерения, штрихами — экстраполяция в пределах плазменной струи; 1 — граница струи, 2 — стенка. $G_x = 9,1$ г/с; $G_{\text{п}} = 1,2$ г/с; $L = 0,25$ м; $F = 42$ мм².

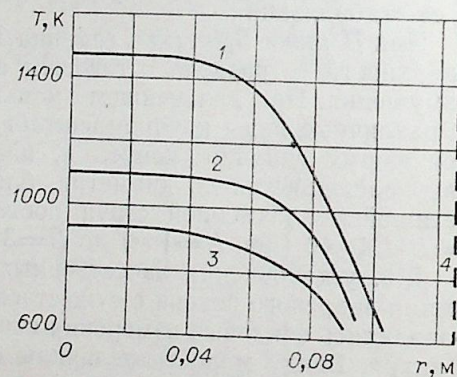


Рис. 4. Радиальное распределение температуры на выходе из плазматрона (1), из камеры $L = 0,25$ м (2), из камеры $L = 0,40$ м (3); стенка отверстия диафрагмы (4).

слабо уменьшается с ростом F и практически не зависит от параметров струи.

Локализация плазменной струи в режиме стабилизации внутри зоны квазитвердого вращения позволяет рассматривать стабилизированный режим как результат ламинаризации по крайней мере внешней зоны струи под действием газового вихря.

Имеется небольшое количество работ, с которыми можно соотнести рассматриваемое здесь течение. Так, в работе [3] указано на ламинаризирующее действие газового вихря, возникающего при вращении внешнего цилиндра (в течении между вращающимися цилиндрами): происходит затягивание перехода к турбулентному режиму, заметно уменьшается гидравлическое сопротивление потока по сравнению со случаем вращения внутреннего цилиндра. В работе [4] показано, что ламинаризирующее действие гравитационных сил в стратифицированных течениях может быть описано числами Грасгофа Gg и Рейнольдса Re . Граница устойчивости по результатам работы [4] имеет вид $Gg = kRe^4$, $k = \text{const}$. В [5] дан обзор работ по исследованию влияния массовых сил на устойчивость течений. Рэлея и Тэйлора рассматривали влияние вращения в изотермическом режиме. Ричардсон и Шлихтинг исследовали влияние силы тяжести на устойчивость стратифицированных потоков при наличии твердой стенки. Область существования устойчивого течения описывается в последнем случае зависимостью между критериями Ричардсона Ri и числом Рейнольдса Re :

$$Ri = \left(\frac{g}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dy} \right) / \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \geq f_0(Re). \quad (1)$$

Можно привести некоторые простые соображения, показывающие правомерность превращения числа Ri для описания стабилизации плазменной струи газовым вихрем. При этом вместо ускорения силы тяжести в формуле (1) следует подставить центростремительное ускорение v_ϕ/r . Предварительно укажем на результаты измерения температуры по радиусу на выходе из вихревой камеры (рис. 4). Наличие участка с практически постоянной температурой как на выходе из плазматрона, так и при выходе потока из вихревой камеры указывает, что характер теплопереноса в ядре потока даже в режиме стабилизации остается турбулентным. Таким образом, термин «ламинаризация газовым вихрем» следует понимать как локализацию турбулентной приосевой области под воздействием массовой центростремительной силы или как ограничение диффузии турбулентности во внешние зоны потока.

Пусть некоторое турбулентное образование (турбулентный моль) выбрасывается из приосевой зоны (с границы плазменной струи) во внешний холодный поток с некоторой начальной скоростью v_0 , равной (в среднем) поперечной пульсационной скорости турбулентного течения

$$v_0 \sqrt{\overline{v'^2}}. \quad (2)$$

Силе инерции движения моля препятствует архимедова сила, возвращающая турбулентный моль обратно в струю

$$V\rho_{\text{п}} \frac{dv}{dt} = -gV(\rho_x - \rho_{\text{п}}), \quad (3)$$

где V — объем поля; g — центростремительное ускорение; индексы x и $п$ относятся к стабилизирующему вихрю и плазменной струе соответственно.

Не рассматривая теплообмена моля с окружающей средой, проинтегрируем уравнение (3), считая g , ρ_x , $\rho_{\text{п}}$ — постоянными

$$v = v_0 - g \frac{\rho_x - \rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{п}}} t. \quad (4)$$

В момент времени

$$t = t_* = \frac{v_0}{g} \frac{\rho_{\pi}}{\rho_x - \rho_{\pi}} \quad (5)$$

скорость моля становится равной нулю, и он начинает возвращаться обратно в турбулентную зону. Максимальное расстояние y_* , на которое моль внедрится в холодный поток, найдем, проинтегрировав уравнение (4) и подставив в результат $t = t_*$

$$y_* = \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{g} \frac{\rho_{\pi}}{\rho_x - \rho_{\pi}} \quad (6)$$

Отсюда находим некоторое предельное значение критерия Ri , характеризующее границу устойчивости течения

$$Ri' = \frac{gy_*}{v_0^2} \frac{\rho_x - \rho_{\pi}}{\rho_{\pi}} = \frac{1}{2} \quad (7)$$

Можно привести полученное выражение для Ri' к виду (1). Вводя длину пути смещения для турбулентного потока l , запишем

$$v_0^2 = \overline{v'^2} = l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (8)$$

где u — осредненная продольная скорость (в граничной зоне плазменной струи). Известно [4], что при смешении свободных потоков длина пути смещения пропорциональна поперечному размеру зоны смешения, т. е. (с известными оговорками для нашего случая) можно принять

$$l = \beta y_*; \quad \beta = \text{const.} \quad (9)$$

В то же время, если описывать рассматриваемый процесс в локальном смысле, следует ввести замены

$$\frac{\rho_x - \rho_{\pi}}{y_*} = \frac{d\rho}{dy}; \quad \rho_{\pi} = \rho. \quad (10)$$

Отсюда, как легко убедиться, с точностью до постоянной получается выражение для Ri , введенное формулой (1).

В конкретных исследованиях удобнее форма записи числа Ri в виде (7), нежели (1), так как в формуле (7) соответствуют производные, которые трудно определить из опыта. Однако в (7) не определены через какие-либо интегральные параметры величины y_* и v_0 . Последнюю можно оценить как

$$v_0 = \sqrt{\overline{v'^2}} = \varepsilon u, \quad (11)$$

где ε — степень турбулентности, которую следует считать заданной характеристикой плазмотрона.

Предельное значение y_* , отвечающее границе устойчивости течения, по-видимому, должно соответствовать масштабу турбулентности L_{τ} , характеризующему размеры турбулентных образований. Действительно, в этом случае динамические свойства зоны смешения уже не будут отличаться от свойств турбулентного ядра и, следовательно, зону смешения нельзя рассматривать как зону локализации (стабилизации) турбулентности. Масштаб турбулентности L_{τ} , как известно [6], имеет порядок характерного размера самой турбулентной области.

Следовательно, на границе устойчивости предельное значение $y_* \sim L_{\tau} \sim d$ (d — диаметр струи).

Для описания границы устойчивости можно использовать число Ri в виде

$$Ri^* = \frac{v_0^2}{u^2} \frac{\rho_x - \rho_{\pi}}{\rho_{\pi}} \quad (12)$$

Очевидно, что Ri^* зависит от других безразмерных параметров, определяющих потерю устойчивости течения. Например, рассматриваемый поток обладает сносовой устойчивостью, так как имеет конечный размер в направлении течения. Для развития неустойчивости требуется определенное время. Возмущенная область может быть вынесена потоком за пределы системы, не приведя к неустойчивости всей системы в целом, если время развития неустойчивости меньше пролетного времени частиц. Пролетное время определяется отношением

$$t_{\pi} = L/u. \quad (13)$$

Характерное время развития неустойчивости определяется как

$$t_{\pi} \sim L_{\tau} / \sqrt{\overline{v'^2}} \sim L_{\tau} / u\varepsilon. \quad (14)$$

Поскольку $L_{\tau} \sim d$, то характеристикой нарушения сносовой устойчивости будет отношение $\bar{L} = L/d$, причем, очевидно, с уменьшением \bar{L} значение Ri^* должно уменьшаться.

При рассмотрении потери устойчивости необходимо учитывать и теплообмен. Оставаясь в рамках кинематической модели воздействия массовых сил на турбулентные моли, описываемой уравнением (3), следует обратить внимание, что по мере внедрения моля в холодный поток его плотность должна увеличиваться за счет отвода от него избыточного тепла. Следовательно, архимедова сила должна со временем уменьшаться. Простой расчет в предположении

$$\frac{\rho_x - \rho_{\pi}}{\rho_x - \rho_{\pi 0}} = e^{-t/\tau}, \quad (15)$$

где $\rho_{\pi 0}$ — начальное значение плотности моля, τ — характерное время теплообмена, показывает, что время t_* становится бесконечным уже при конечном значении τ , определенном соотношением

$$A = \left(\frac{v_0}{g\tau} \right) \ln \frac{\rho_x}{\rho_{\pi 0}} = 1. \quad (16)$$

Следовательно, при наличии теплообмена локализация турбулентности ослабляется. В соответствии с результатом (16) диапазон изменения комплекса A лежит в пределах $0 < A \leq 1$, причем чем больше A , тем сильнее влияние теплообмена. Поскольку характерное время теплообмена τ можно оценить (для границы устойчивости) как

$$\tau \sim L_{\tau}^2 \rho c_p / \lambda, \quad (17)$$

то, принимая

$$\ln \frac{\rho_x}{\rho_{\pi 0}} = \ln \left(1 + \frac{\rho_x - \rho_{\pi 0}}{\rho_{\pi 0}} \right) \approx \frac{\rho_x - \rho_{\pi 0}}{\rho_{\pi 0}}, \quad (18)$$

можно получить ($L_{\tau} \sim d$)

$$A \sim 1/Ri^* Pe, \quad (19)$$

где $Pe = d \rho u c_p / \lambda$ — число Пекле.

Таким образом (если рассматривать числа Ri^* и Re независимо), с уменьшением Re неустойчивость течения будет усиливаться, т. е. Ri^* — увеличиваться.

Итак, в первом приближении граница устойчивости рассматриваемого течения должна описываться соотношением

$$Ri^* = f(\bar{L}, Re). \quad (20)$$

Получены два варианта обобщения экспериментальных данных по определению границы устойчивости исследуемого течения, причем в качестве меры теплообмена рассматривалось число Re . В первом варианте за определяющие параметры принимались свойства плазменного потока на выходе из плазмотрона (на выходе в вихревую камеру). Обработка данных методом наименьших квадратов привела к соотношению

$$Ri^* = 9,4 \bar{L} Re_d^{-0,5}, \quad (21)$$

со среднеквадратичной погрешностью постоянного коэффициента $\sigma^2 = 0,15$. Диапазоны исследованных параметров: $Re_d = 400-5000$; $\bar{L} = 5-30$; $\rho_n = 0,05-0,40$ кг/м³; $v_p = 25-73$ м/с; $u = 40-140$ м/с.

Во втором варианте за определяющие параметры принимались свойства потока на выходе из вихревой камеры, за величину d принимался «тепловой» диаметр горячей струи, определенный с помощью термопар. Обработка данных методом наименьших квадратов дала соотношение

$$Ri^* = 200 Re_d^{-0,5} \quad (22)$$

приблизительно с той же погрешностью, что и (21). Этот результат интересен тем, что из числа критериев выпала характеристика сносовой устойчивости \bar{L} . Соответствие формулы (22) экспериментальным точкам показано на рис. 5. Примечательно, что тенденция расположения точек при больших числах Рейнольдса указывает на возможность существования предельного значения Ri^* , независимого от Re .

Исследования тепломассообмена струи со стабилизирующим вихрем включали измерения полей температур и концентраций кислорода при подаче воздуха либо в вихревую камеру, либо в камеру смешения плазмотрона. На рис. 6 показаны распределения осевых температур плазменной струи при разных длинах вихревой камеры. Уменьшение температуры по длине струи свидетельствует об ее теплообмене со стабилизирующим потоком. По темпу снижения температуры можно выделить 2 характерных участка: начальный участок длиной 3—5 калибров струи, характеризующийся большим отрицательным градиентом темпе-

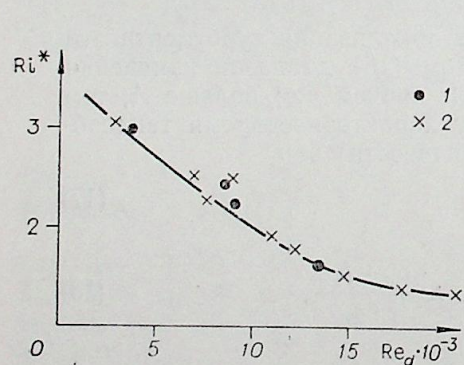


Рис. 5. Граница области устойчивости.
 $L = 0,25$ (1); $0,40$ м (2).

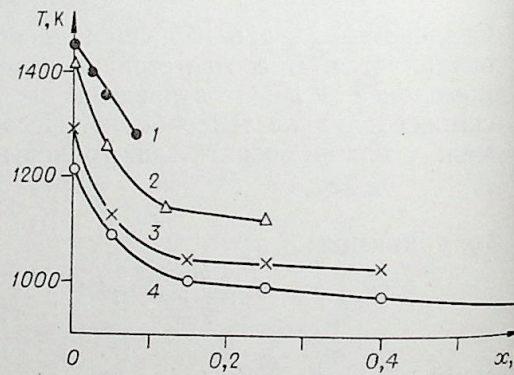


Рис. 6. Распределение осевой температуры по длине вихревых камер.
 $L = 0,1$ (1), $0,25$ (2), $0,4$ (3), $0,6$ м (4).

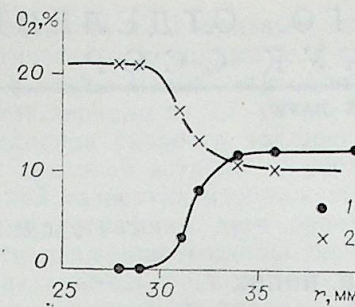


Рис. 7. Распределение содержания кислорода по радиусу вихревой камеры на расстоянии 15 мм от диафрагмы.

1 — подача воздуха в камеру смешения. 2 — стабилизация азотной струи воздушным вихрем.

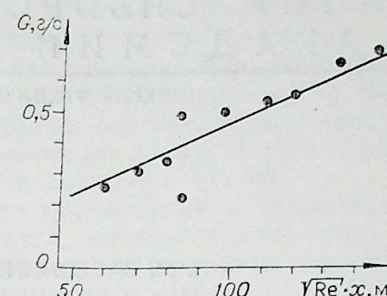


Рис. 8. Количество присоединенного газа в зависимости от числа Re и координаты стабилизированного участка.

ратуры ~ 2000 К/м, и стабилизированный участок с небольшим градиентом температуры ~ 200 К/м. Экспериментами установлено (химические зонды, термопары), что наличие начального участка связано с проникновением стабилизирующего газа в водоохлаждаемый насадок (см. рис. 1, 7) и смещением его с плазменной струей. Аналогично в [7] показано, что глубина проникновения газа из вихря против стабилизируемого потока является сложной функцией ряда геометрических и динамических параметров, вид которой можно установить только из эксперимента. На стабилизированном участке также происходит втекание массы холодного газа в плазменную струю, что подтверждается опытным измерением концентрации кислорода по сечению потока. На рис. 7 видно, что при подаче воздуха в камеру смешения плазмотрона кислород не обнаружен в зоне стабилизирующего вихря. При подаче воздуха в вихревую камеру кислород, наоборот, обнаруживался во всем потоке. Вид распределения концентрации кислорода в присоединенной части потока (наличие «полочки» практически постоянной концентрации) лишний раз доказывает, что процессы переноса в плазменной струе являются турбулентными.

По измеренной концентрации кислорода в зоне струи можно рассчитать количество «присоединенного» газа, вытекающего в зону горячей струи. Оно хорошо соответствует количеству «присоединенного» газа, рассчитанному по тепловому балансу. Оказалось (рис. 8), что расход присоединенного газа пропорционален длине и является функцией числа Рейнольдса, рассчитанному по параметрам начала стабилизированного участка.

Красноярский
государственный университет

Поступила в редакцию
12/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Сухинин Ю. И., Янковский А. И. Тезисы докл. VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, Илим, 1974, с. 104.
2. Электродуговые плазмотроны. (Рекламный проспект). Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1975.
3. Устименко Б. П., Змейков В. Н. Турбулентная структура кругового потока в кольцевых каналах между вращающимися коаксиальными цилиндрами. — ТВТ, 1967, 5, № 4, 640.
4. Петухов Б. С., Поляков А. Ф., Росновский С. В. Новый подход к расчету теплообмена при сверхкритических давлениях теплоносителя. — ТВТ, 1976, 14, № 6, 1326.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., ИЛ, 1974.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
7. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.

И. М. ЗАСЫПКИН, Н. И. ПОПОК

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Структуру течения газа и поведение дуги вдоль канала в плазмотроне осевой схемы определяет взаимодействие электрической дуги с потоком газа. Этому фундаментальному физическому явлению уделено достаточно много внимания [1, 2]. Экспериментальные данные позволили разработать качественную модель взаимодействия электрической дуги с турбулентным потоком газа в длинном цилиндрическом канале [2, 3]. Обзор теоретических исследований дуг в турбулентном потоке можно найти в работах [4, 5], где приведены также некоторые оценки влияния пульсационных характеристик потока на характеристики разряда. Разработка теории электрической дуги в турбулентном потоке и создание надежных методов расчета ее характеристик затруднены, как отмечено в обеих работах, из-за отсутствия экспериментальных данных о средних и пульсационных значениях коэффициентов переноса, флуктуационных характеристиках потока, структуре дуги и взаимодействии ее с турбулентным потоком и т. д.

В данной работе с помощью сверхскоростной фоторегистрации исследована электрическая дуга в плазмотроне с секционированной межэлектродной вставкой (МЭВ).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Сверхскоростная фотосъемка дуги производилась в плазмотроне с внутренним диаметром электродуговой камеры $d=2 \cdot 10^{-2}$ м, относительной длиной МЭВ $\bar{a}=a/d=20-21$, выходного электрода $\bar{b}=3$. Толщина секций МЭВ $\Delta l \approx 1 \cdot 10^{-2}$ м, ширина межсекционного зазора $s=(1-2) \cdot 10^{-3}$ м. Рабочий газ — воздух — подавался в канал через кольца-закрутки, расположенные между торцевым электродом и первой секцией вставки с расходом $G_0 \approx 6 \cdot 10^{-3}$ кг/с; между шестой и седьмой секциями ($\bar{Z}_s=3$), с расходом $g_s \approx 6 \cdot 10^{-3}$ кг/с — для организации «острого вдува» [2] (параметр вдува $m_s=(\rho V)_s/(\rho V)_0 \approx 1,0$); между тремя последними секциями с расходом $g_i \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с — для устранения межсекционных пробоев и между последней секцией МЭВ и анодом с расходом $g_a \approx 2 \cdot 10^{-3}$ кг/с — для устранения пробоя между ними. Ток дуги составлял $I=100$ и 180 А.

В экспериментах с применением фоторегистратора СФР-1м использовались оптические секции двух типов. Одна из них, применяемая для кадровой съемки, представляла собой кварцевую трубку с внутренним диаметром $d=2 \cdot 10^{-2}$ м, наружным — $(2,5 \div 2,6) \cdot 10^{-2}$ м, длиной $l=2,7 \cdot 10^{-2}$ м. Трубку устанавливали между двумя специально спроектированными водоохлаждаемыми шайбами. Для получения временных разверток дуги использовали оптическую секцию с поперечной щелью,

закрытой снаружи кварцевым стеклом. Ширина щели $1,0 \cdot 10^{-3}$ м. Перед оптическими секциями был организован защитный вдув газа с расходом $g_a=(2-3) \cdot 10^{-3}$ кг/с. Съемка дуги проводилась со скоростями вращения зеркала от $3,7 \cdot 10^3$ до $6 \cdot 10^4$ об/мин. В режиме лупы времени максимальная скорость вращения зеркала соответствовала при двухрядной линзовой вставке скорости съемки до $2,5 \cdot 10^5$ кадр/с. Скорость временной развертки изображения дуги достигала 750 м/с.

По фотографиям дуги определяли осредненные и пульсационные скорости движения неоднородностей дуги, частоты ее пульсаций. Скорости находились по перемещению границы характерных возмущений на последовательных кадрах СФР-грамм при известном промежутке времени между кадрами. Для нахождения характерных частот колебаний дуги использовали ее временные развертки.

Пульсационные величины скорости определяли по известной методике обработки результатов измерений [6]. Осевую составляющую степени турбулентности находили по формуле

$$\varepsilon_z = [(\overline{V'_{zn}})^2]^{1/2} \cdot \bar{V}^{-1} \cdot t_\alpha \cdot 100\%.$$

Здесь $(\overline{V'_{zn}})^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (V'_{zi})^2}{n(n-1)}$; V'_{zi} — осевые пульсации скорости, n — число измерений, t_α — коэффициент Стьюдента для выбранного коэффициента надежности α (обычно $\alpha=0,95$), \bar{V} — средняя скорость перемещения возмущений столба дуги на оси канала в исследуемом сечении. Аналогично получали радиальную составляющую ε_r .

Степень турбулентности потока определялась как

$$\varepsilon = [1/2 \cdot (\varepsilon_z^2 + \varepsilon_r^2)]^{1/2}.$$

Среднюю и пульсационную составляющую скорости потока без дуги на оси канала измеряли с помощью термоанемометра ТПС-1Б с односторонним датчиком в плазмотроне с внутренним диаметром $d=1 \cdot 10^{-2}$ м, относительной длиной МЭВ $\bar{a}=32$, выходного электрода $\bar{b}=6$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБРАБОТКА

Фотосъемки дуги. Предварительно найденное распределение напряженности электрического поля дуги в исследуемом диапазоне параметров позволило расположить оптические секции при СФР-съемках дуги на всех трех характерных участках течения газа в канале: начальном, переходном и развитом турбулентном. Характерные фотоснимки электрической дуги приведены на рис. 1, а временные развертки — на рис. 2. На начальном участке дуга фиксирована на гидродинамической оси потока (см. рис. 1, а и рис. 2, 1). На переходном участке течения наблюдаются заметные радиальные отклонения, изгибы столба дуги (рис. 1, б). В конце переходного участка имеют место колебания столба дуги с относительно небольшой частотой, размах их почти равен диаметру канала (см. рис. 1, в, рис. 2, 2). При перемещении оптической секции вниз по потоку вдоль участка развитого турбулентного течения частота колебаний столба дуги возрастает, а амплитуда несколько уменьшается (см. рис. 1, г, рис. 2, 3). На двух последних участках часто наблюдается расщепление дуги на несколько токопроводящих каналов. Увеличение тока вызывает рост яркости и приводит к некоторой «стабилизации» дуги (см. рис. 1, д). Амплитуда колебаний ее уменьша-

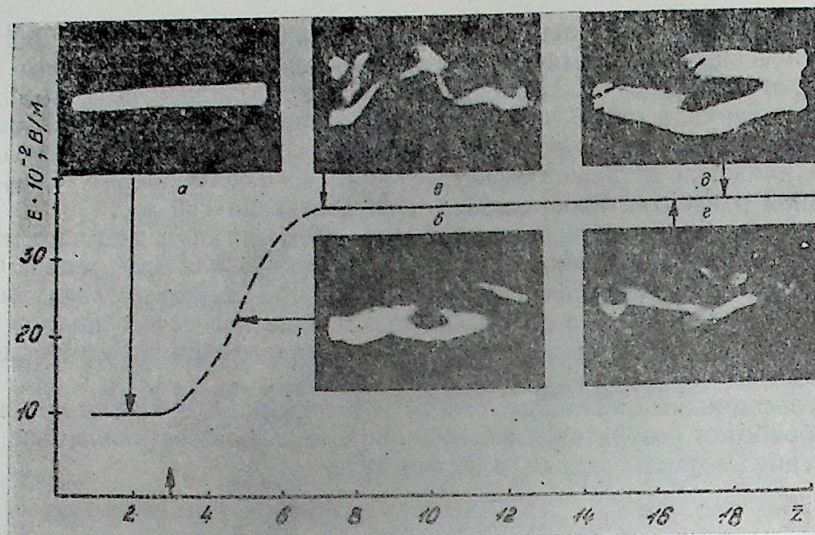


Рис. 1. Распределение напряженности электрического поля и характерные фотоснимки дуги на различных участках течения газа.

$d = 2 \cdot 10^{-2}$ м; $\bar{a} = 20$; $\bar{z}_s = 3$; $G_0 = 6 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $g_s = 5,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $g_a = 2,3 \cdot 10^{-3}$ кг/с;

$\Sigma g_i = 1,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $g_a = 2 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $I = 100$ (а — в), 180 А (д).

ется, сравнительно реже наблюдается расщепление на несколько токопроводящих каналов. Плотность почернения пленки на участке развитого турбулентного течения ниже, чем на других участках, меньше и видимый световой диаметр дуги. На фотографиях (рис. 3) можно наблюдать процесс шунтирования участков дуги (1), образование петель и двойных каналов (2). При переходе к участку развитого турбулентного течения видны хаотические перемещения элементов столба дуги (3 и 4).

Поле скоростей в электродуговой камере плазмотрона. Обработка экспериментального материала позволила определить скорости движения характерных возмущений столба дуги. Были получены как средние величины на оси, так и радиальное распределение скорости движения дуги на переходном и развитом турбулентном участках потока. На рис. 4 построено распределение средней скорости перемещения столба дуги вдоль оси канала (кривая 1). Здесь же приведена для сравнения среднемассовая скорость потока газа, рассчитанная по тепловому балансу (кривая 2). На переходном и в начале развитого турбулентного участка течения средняя скорость движения дуги на оси канала выше, чем среднемассовая скорость потока. На расстоянии 12—13 калибров от сечения острого вдува и далее по потоку эти скорости равны между собой. Достоверные данные о радиальном распределении скорости перемещения возмущений дуги получены до значений радиуса $r = 6 \cdot 10^{-3}$ м. Как показали эксперименты, профиль скорости дуги на переходном участке параболический, причем на оси канала скорость дуги выше среднемассовой скорости потока. На участке развитого турбулентного течения скорость движения столба дуги постоянна по радиусу канала и равна среднемассовой скорости потока. Следовательно, различие скоростей на переходном участке (см. рис. 4) может быть объяснено параболическостью профиля скорости потока газа. Вероятно, возмущения столба дуги переносятся вниз по потоку со скоростью движения газа.

Пульсационные характеристики. Большое количество последовательных фотографий и временных разверток дуги позволило

определить не только средние, но и пульсационные составляющие скорости движения столба дуги. Выше показано, что возмущения дуги перемещаются вниз по потоку со скоростью течения газа. Предположив, что это имеет место и для пульсаций скорости, можно определить пульсационные скорости и степень турбулентности горячего потока газа в плазмотроне.

По известной величине осевой составляющей пульсаций скорости столба дуги V'_z было построено распределение соответствующей составляющей степени турбулентности ϵ_z вдоль оси канала (рис. 5). Величина осевой составляющей степени турбулентности около 30% при $\bar{z} = 5$ и быстро снижается вниз по потоку. На расстоянии десяти калибров от сечения острого вдува величина ϵ_z составляет уже около 3—4% и далее не изменяется.

Аналогичный вид имеет распределение радиальной составляющей степени турбулентности $\epsilon_r(z)$. Величины V'_z и V'_r в исследованном случае равны между собой в пределах погрешности измерений.

Распределение степени турбулентности ϵ вдоль оси канала показано на рис. 6 (кривая 1). Распределение степени турбулентности холодного потока измерено с помощью термоанемометра для близкого по параметрам потока случая (кривая 2). Для удобства рассмотрения кривые сдвинуты влево по оси \bar{z} на величину \bar{z}_s . На расстоянии двух калибров от сечения вдува степень турбулентности максимальная и составляет в обоих случаях около 30%. При $\bar{z} - \bar{z}_s \geq 10$ величина ϵ достигает своего минимального значения ($\epsilon \approx 3-5\%$) и далее по потоку не меняется. Из данных, приведенных на рис. 6, можно сделать вывод, что степень турбулентности потока газа не связана с наличием дуги и не зависит от температуры газа в исследованном диапазоне параметров. Можно предположить, что она определяется пристенными характеристиками газа, поскольку при наличии дуги и без нее эти характеристики (геометрические размеры секций МЭВ, числа Рейнольдса потока, рассчитанные по вязкости газа при температуре стенки) близки. В экспериментах температура стенки составляла 300 К для потока без дуги и около 400 К для потока с дугой.

Частотные характеристики пульсаций столба дуги на разных участках течения газа различны. На переходном участке наблюдаются в основном, низкочастотные колебания дуги (500—1000 Гц) с большой амплитудой. На них накладываются колебания с частотой до 4—5 кГц с меньшей амплитудой. На участке развитого турбулентного течения имеют место главным образом пульсации с частотой 10—50 кГц. Характерные частоты пульсаций холодного потока газа, как показали эксперименты, на переходном и развитом турбулентном участках течения те же, что и в потоке с дугой. Следовательно, электрическая дуга в указанном диапазоне параметров не оказывает заметного воздействия на пульсационные характеристики потока газа.

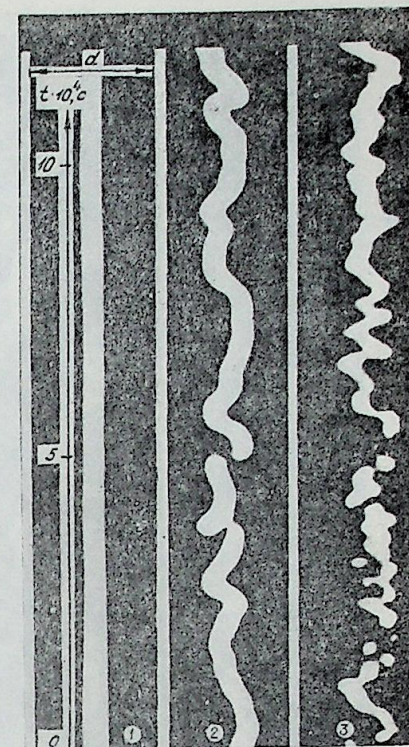


Рис. 2. Временные развертки дуги.

1 — начальный участок, $\bar{z} = 5,5$, $m_s = 0$, $I = 100$ А; 2 — переходный участок, $\bar{z} = 5,5$, $m_s \approx 1,0$; $I = 100$ А; 3 — участок развитого турбулентного течения газа, $\bar{z} = 15$, $m_s \approx 1,0$; $I = 180$ А.

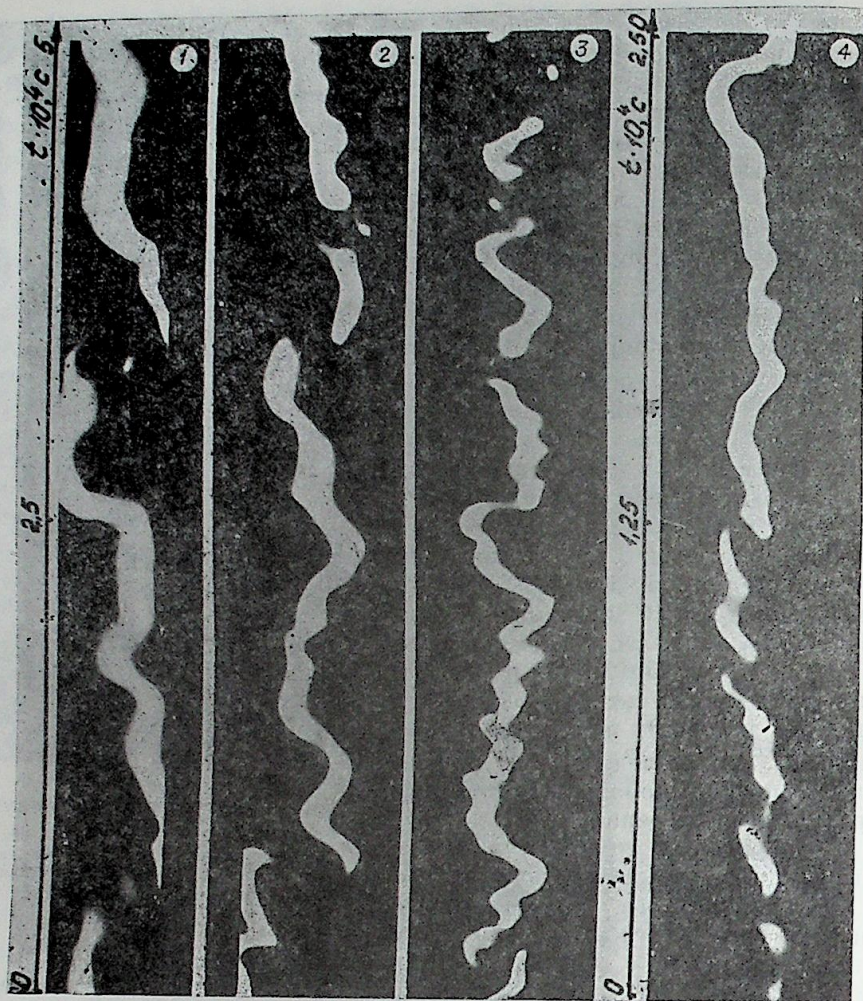


Рис. 3. Временные развертки дуги на переходном (1, 2) и развитом турбулентном (3, 4) участках течения газа.
 $I=180$ А; 1, 2 — $\bar{z}=17$, $m_s=0$; 3, 4 — $\bar{z}=18$, $m_s=1.0$.

Сравним некоторые результаты исследования с расчетами характеристик турбулентных дуг в работах [4, 5] в предположении чисто гидродинамической природы взаимодействия электрической дуги с потоком газа. Удлинение дуги на мерной базе, ответственное за рост технической напряженности электрического поля, пропорционально по этим расчетам степени турбулентности потока.

На начальном участке течения дуга фиксирована на гидродинамической оси потока и не взаимодействует с относительно низкочастотными крупномасштабными пульсациями окружающего газа. В зоне смыкания пограничного и теплового слоя дуги (или острого вдува) степень турбулентности потока на оси канала достигает 30% и более, а частоты пульсаций значительно возрастают. Столь сильные пульсации потока способны, согласно [5], вызвать хаотические отклонения участков дуги от оси канала и обеспечить ее требуемое удлинение, несмотря на противодействие сил трения, тепловых явлений и т. д. [2]. Возникающие изгибы столба усиливаются взаимодействием тока дуги с собственным магнитным полем [4, 7].

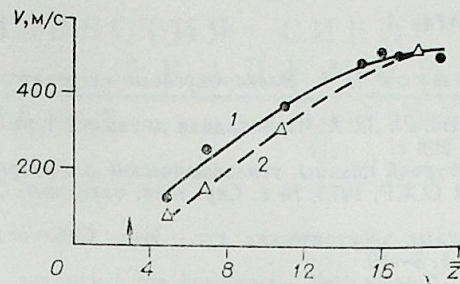


Рис. 4. Распределение средней скорости движения возмущенного столба дуги на оси канала (1) и среднемассовой скорости потока газа (2) вдоль электродуговой камеры.

$d=2 \cdot 10^{-2}$ м; $\bar{a}=20$; $\bar{z}_s=3$; $m_s \approx 1.0$;
 $G=18.5 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $I=100$ А.

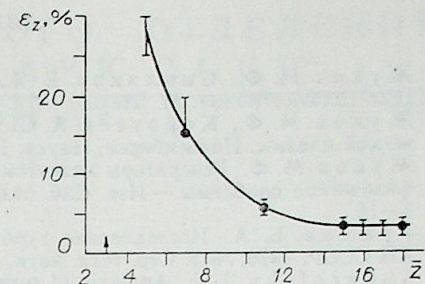


Рис. 5. Распределение ϵ_z вдоль оси разрядной камеры.

$d=2 \cdot 10^{-2}$ м; $G \approx 18.5 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $I=100$, 180 А.

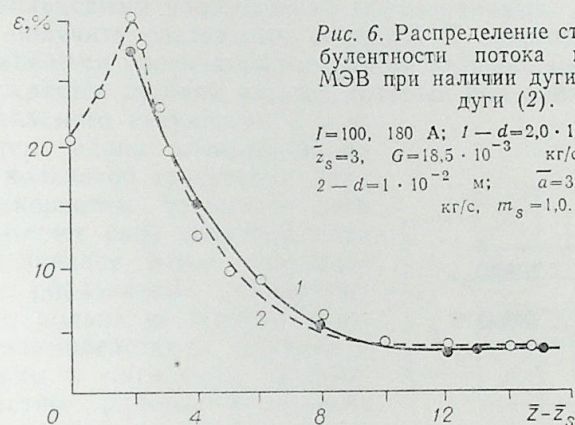


Рис. 6. Распределение степени турбулентности потока вдоль оси МЭВ при наличии дуги (1) и без дуги (2).

$I=100, 180$ А; 1 — $d=2.0 \cdot 10^{-2}$ м, $\bar{a}=20$, $\bar{z}_s=3$, $G=18.5 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $m_s=1.0$;
 2 — $d=1 \cdot 10^{-2}$ м; $\bar{a}=32$, $G \approx 10 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $m_s=1.0$.

На участке развитого турбулентного течения вихревая стабилизация дуги отсутствует, степень турбулентности потока не превышает 4—5%. Столб дуги на этом участке канала уже достаточно деформирован (возмущения его относятся вниз по потоку со скоростью течения газа). Флуктуации столба дуги поддерживаются и усиливаются турбулентными пульсациями потока и собственными электромагнитными силами. Длина переходного участка по измерениям напряженности электрического поля составляет в данном диапазоне параметров 4—6 калибров, т. е. рост напряженности прекращается при $\epsilon < 10\%$, что находится в согласии с расчетами [4, 5]. Окружающий дугу газ прогревается вниз по потоку, поэтому амплитуда колебаний столба ограничивается мелкомасштабным шунтированием типа «дуга — дуга» и уменьшается вдоль канала, а частота колебаний дуги растет. Как показали оценки, истинная длина столба дуги на мерной базе и, следовательно, техническая напряженность электрического поля возрастают на этом участке по сравнению с переходным. Увеличение тока дуги повышает температуру газа, что приводит к уменьшению амплитуды колебаний, увеличению проводимости и диаметра столба дуги и соответственно к снижению технической напряженности электрического поля.

Институт теплофизики
 СО АН СССР,
 Новосибирск

Поступила в редакцию
 4/XII 1978

1. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М., Наука, 1973. 232 с.
2. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975. 298 с.
3. Жуков М. Ф. Генераторы низкотемпературной плазмы: теплофизические и электрофизические проблемы.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1975, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2. 3—15.
4. Урюков Б. А. Исследование турбулентных электрических дуг.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1975, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1. 3—10.
5. Shkarofsky I. P. Analysis of turbulent flow in wall — stabilized arc discharges.— ARL 73—0133, 1973. 123 p.
6. Кассандрова О. Н., Лебедев В. В. Обработка результатов наблюдений. М., Наука, 1970. 104 с.
7. Аньшаков А. С. и др. Исследование пульсаций в плазмотроне с самоуставливающейся дугой.— ПМТФ, 1967, № 1, 161—166.

Н. Ю. СУЯРОВ, М. Н. ЗУЛЬФИКАРОВ

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ПЛАЗМЕННОГО КОЛЬЦА
В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

В различных технологических процессах часто используются устройства с кольцевыми плазменными образованиями. Экспериментально их можно получить следующим методом. С помощью внешней ЭДС между кольцевыми плоскопараллельными электродами 1 и 2 (см. рисунок) возбуждается дуговой разряд, который под действием магнитного поля, создаваемого катушками 3 и 4, перемещается вдоль электродов по замкнутой кольцевой траектории. При больших скоростях вращения дуга как бы догоняет свой тепловой след и тогда возникает некое кольцевое плазменное образование. Поведение плазменного кольца во многом определяется взаимодействием разряда с электрическим и магнитным полями. Хотя известны работы, в которых проводится анализ поведения разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях, они не описывают разряды данного типа. Цель настоящей работы — изучение поведения дугового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях.

В цилиндрических координатах магнитное поле, создаваемое каждой из катушек, при малом сечении их обмоток определяется следующими выражениями [1]:

$$\begin{aligned} B_r &= I \frac{2z}{r \sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[-K + \frac{a^2 + z^2 + r^2}{(a-r)^2 + z^2} E \right], \\ B_y &= 0, \\ B_z &= I \frac{2b}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[K + \frac{a^2 + r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь B — напряженность магнитного поля, I — ток в катушках, a — радиус катушек, $2b$ — расстояние между катушками, K , E — полные эллиптические интегралы:

$$K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - R^2 \sin^2 \theta}}; \quad E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - R^2 \sin^2 \theta} d\theta,$$

в которых

$$R^2 = \frac{4dr}{(a+r)^2 + z^2}.$$

При малом зазоре между электродами $2h \ll a$ можно пренебречь изменением магнитного поля в направлении оси z в зазоре.

При симметричном расположении катушек с одинаковыми параметрами относительно зазора имеем

$$B_r = 0, \quad B_z = 0, \\ B_y = I \frac{4b}{r \sqrt{(a+r)^2 + b^2}} \cdot \left[-K + \frac{a^2 + r^2 + b^2}{(a+r)^2 + b^2} E \right]. \quad (2)$$

Радиальная составляющая напряженности магнитного поля как функция радиуса имеет один максимум, расположенный всегда (при $b \neq 0$) вне катушек $r_{b \max} > a$. При увеличении расстояния между катушками $r_{b \max}$ растет и B_{\max} падает.

Для определения скоростей вращения уравнение (2) решается совместно с уравнением движения

$$[\vec{j} \times \vec{B}] + \rho v \Delta \vec{v} = 0 \quad (3)$$

и уравнением для плотности тока

$$\vec{j} = \bar{G} (\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]), \quad (4)$$

где \vec{E} — напряженность электрического поля, \vec{B} — напряженность магнитного поля, \vec{j} — плотность тока, \bar{G} — тензор проводимости, ρ — плотность плазмы, ν — коэффициент вязкости, v — скорость вращения.

В данном уравнении радиальными эффектами (кроме центробежной силы) пренебрегается и используется декартова система координат. В этой системе тензор проводимости имеет вид

$$G = \begin{pmatrix} G_1 & 0 & G_2 \\ 0 & G_0 & 0 \\ -G_2 & 0 & G_1 \end{pmatrix},$$

где

$$G_1 = \frac{G_0}{1 + \omega_e^2 \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_b} \right)^2}, \quad G_2 = \frac{\sigma_0 \omega_e \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_e} \right)}{1 + \omega_e^2 \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_b} \right)^2}, \quad G_0 = \frac{\frac{e^2 n}{e^2 m_e}}{\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_b}}.$$

Эти формулы действительны для плотного, слабо ионизованного газа при не очень сильных магнитных полях ($\omega_b \tau_i \ll 1$) [2].

Здесь τ — среднее время столкновения между нейтральными частицами; τ_b — среднее время столкновения между нейтральной частицей и электроном; τ_e — среднее время столкновения между нейтральной частицей и ионом, ω_e — циклотронная частота электрона; n — число электронов; m_e — масса электронов; $\frac{e}{m_e}$ — заряд электронов. Получаем для составляющих тока

$$j_x = G_1 E'_x + G_2 E_z, \\ j_y = G_0 E'_y, \\ j_z = G_1 E'_z - G_2 E'_x, \quad (5)$$

из которых остаются

$$j_x = G_2 (-E + vB), \\ j_z = G_1 (-E + vB). \quad (6)$$

С учетом условия стационарности

$$\frac{dv}{dx} = 0, \quad d_i v = 0 \quad (7)$$

и в пренебрежении вторичными эффектами взаимодействия тока Холла с магнитным полем уравнение движения приобретает вид

$$j_z B - \rho v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (8)$$

Подстановка (6) в (8) дает

$$BG_1 (UB - E) - \rho v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (9)$$

Считаем распределение скоростей по оси y в пределах разряда однородным. Тогда уравнение принимает вид

$$\frac{d^2 u}{dz^2} - \frac{\sigma_1 B^2 u}{\rho v} - \frac{\sigma EB}{\rho v} = 0. \quad (10)$$

Граничные условия задачи представим в виде

$$U = 0 \quad \text{при } z = \pm h/2, \\ \frac{dU}{dz} = 0 \quad \text{при } z = 0. \quad (11)$$

Решением уравнения (10) является функция

$$U = c_1 \operatorname{ch} \frac{z}{h} \operatorname{Ha} + c_2 \operatorname{sh} \frac{z}{h} \operatorname{Ha} + \frac{E}{B},$$

где Ha — число Гартмана.

Использование граничных условий (11) дает

$$U = \frac{E}{B} \left(1 - \frac{\operatorname{ch} \frac{z}{h} \operatorname{Ha}}{\operatorname{ch} \operatorname{Ha}} \right). \quad (12)$$

Осредняя значения скорости по разрядному промежутку, получаем

$$\bar{U} = \frac{E}{B} \left(1 - \frac{\operatorname{sh} \operatorname{Ha}}{\operatorname{ch} \operatorname{Ha}} \cdot \frac{1}{\operatorname{Ha}} \right). \quad (13)$$

При больших значениях Ha (сильные магнитные поля, малая вязкость)

$$\bar{U} \rightarrow \frac{E}{B}.$$

При малых значениях Ha (слабое магнитное поле) разложение в ряд с сохранением первых двух членов разложения дает

$$\bar{U} = \frac{E}{B} \cdot \frac{\operatorname{Ha}^2}{3},$$

$$\bar{U} = \frac{1}{3} EB h^2 \frac{\sigma_1}{\nu \rho}.$$

Таким образом, для слабых магнитных полей скорость прямо пропорциональна напряженности магнитного поля. При возрастании магнитного поля она проходит через максимум и дальше асимптотически приближается к значению $\frac{E}{B}$.

Самаркандский государственный
архитектурно-строительный институт
им. Мирзо Улугбека

Поступила в редакцию
23/Х 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
2. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., 1965.

УДК 537.527.001.5

М. Ф. ЖУКОВ, И. М. ЗАСЫПКИН, И. И. МИШНЕ,
М. И. САЗОНОВ

ТЕПЛОБМЕН В ВЫХОДНОМ ЭЛЕКТРОДЕ ПЛАЗМОТРОНА С МЕЖЭЛЕКТРОДНОЙ ВСТАВКОЙ

Выходной электрод плазматрона осевой схемы является одним из теплонапряженных элементов. Величина тепловых потерь через этот элемент определяет в значительной мере эффективность преобразования электрической энергии в тепловую. В настоящее время достаточно хорошо исследованы как суммарные тепловые потери, так и распределение удельных тепловых потоков вдоль оси канала выходного электрода для плазматронов с самоустанавливающейся длиной дуги и с фиксацией средней длины дуги «уступом». Найдены пути повышения тепловой эффективности плазматронов выше названных схем [1, 2].

Плазматрон с межэлектродной вставкой (МЭВ) обеспечивает нагрев газа до более высоких температур и с большей эффективностью, чем это имеет место в плазматронах выше названных схем. Однако для него до сих пор неизвестно распределение удельных тепловых потоков в выходном электроде, что затрудняет поиск путей снижения тепловых потерь.

Для решения поставленной задачи необходимо выяснить распределение усредненной по времени относительной плотности тока вдоль оси выходного электрода, в нашем случае — анода, для двух характерных течений газа перед входом в канал электрода — переходного и развитого турбулентного [1].

Исследования проводились на плазматроне, схема которого приведена на рис. 1. Электродуговая камера образована медными секциями 2, электрически и термически изолированными друг от друга и от

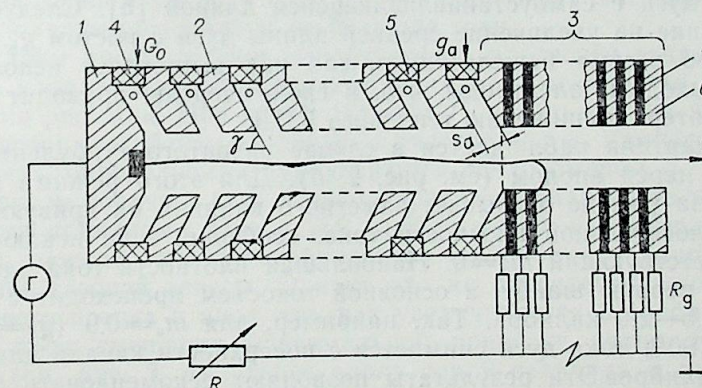


Рис. 1. Схема плазматрона и электропитания.

1 — катод, 2 — секция МЭВ, 3 — выходной электрод-анод, 4 — первое кольцо закрутки, 5 — межсекционное кольцо закрутки, 6 — шайба, 7 — межсекционное кольцо закрутки, Г — источник питания, R — балластное сопротивление, R_g — добавочное сопротивление.

электродов 1 и 3. Внутренние диаметры секций и анода равны $2 \cdot 10^{-2}$ м. Исследуемый элемент-анод набран из медных цилиндрических шайб 6 толщиной $0,4 \cdot 10^{-2}$ м, изолированных друг от друга асбестовыми прокладками 7, толщиной $0,3 \cdot 10^{-3}$ м. Все 12 шайб соединены электрически с положительным полюсом источника электропитания через равные по величине низкоомные сопротивления — шунты R_g и балластный реостат R . Распределение тока вдоль анода определялось путем измерения падения потенциала на шунтах вольтметром типа Ц-4311. Кроме этого в плазмотронах иных геометрических размеров проводились измерения интегральных тепловых потерь в сплошные аноды с длиной 2, 3, 6 калибров и внутренним диаметром $d = (1, 2, 3) \cdot 10^{-2}$ м.

В щель шириной $S_a = 2 \cdot 10^{-3}$ м, образованную поверхностями последней секции и анода, подавался газ с расходом g_a , варьировавшимся в пределах $(0 \div 7) \cdot 10^{-3}$ кг/с ($m_a = 0 \div 1,4$). Угол вдува газа в межсекционный зазор $\gamma = 60^\circ$. Индивидуальный подвод воды к секциям МЭВ и к шайбам анода позволял проводить в них калориметрирование тепловых потерь и тем самым определять энтальпию торможения газа перед анодом и плотность тепловых потоков вдоль него. Разность температур охлаждающей воды измерялась дифференциальным транзисторным термодатчиком [3].

Рабочим газом, в основном, служил воздух. Измерения усредненной относительной плотности тока и тепловых потерь в шайбы анода проводились при токах до 200 А. При определении интегральных тепловых характеристик использовались также азот и водород. Ток дуги достигал 700 А.

Большинство исследований распределения плотности тока и тепловых потерь проведено для развитого турбулентного течения перед выходным электродом. Это представляет наибольший практический интерес, поскольку удельный энергозатрат в дугу на турбулентном участке максимален [1, 4].

На рис. 2, а, в качестве примера, приведено распределение усредненной по времени относительной плотности тока $\bar{i} = i / (\pi d \Delta l)$; варьируемым параметром был расход защитного газа g_a (или $m_a = (\rho V)_a / (\rho V)_0$). Режим течения газа перед анодом переходный. Как следует из кривых, на положение максимума относительной плотности тока в этом случае большое влияние оказывает параметр вдува защитного газа m_a . При $m_a = 0$ ($g_a = 0$) максимум плотности тока приходится практически на первую шайбу. По мере роста величины m_a он снижается и сдвигается вниз по потоку, а вид кривой распределения плотности тока приобретает форму, качественно близкую к той, которая имеет место для дуги с самоустанавливающейся длиной [5]. Следует обратить внимание на увеличение средней длины дуги с ростом g_a . Это обстоятельство весьма нежелательно, так как вынуждает использовать длинные выходные электроды, что, в свою очередь, приводит к росту тепловых потерь и снижению теплового КПД.

Иная картина наблюдается в случае развитого турбулентного течения газа перед анодом (см. рис. 2, б). Для этого режима вдув защитного газа уже не оказывает заметного влияния на кривую распределения относительной плотности тока, особенно, если исключить режим, соответствующий $m_a = 0$. Наибольшая плотность тока здесь приходится на первую шайбу, а основной токосъем происходит с участка длиной в 1,5—2,0 калибра. Так, например, для $m_a = 0,9$ ($g_a = 4,7 \cdot 10^{-3}$ кг/с) более 90% тока дуги снимается с поверхности канала длиной менее двух калибров. Эти результаты позволяют рекомендовать для рассматриваемых плазмотронов с развитым турбулентным течением газа в канале короткие выходные электроды. С целью предотвращения выхода дуги за пределы канала желательна постановка соленоида с магнитопроводом на конце. Следует также заметить, что частота шунти-

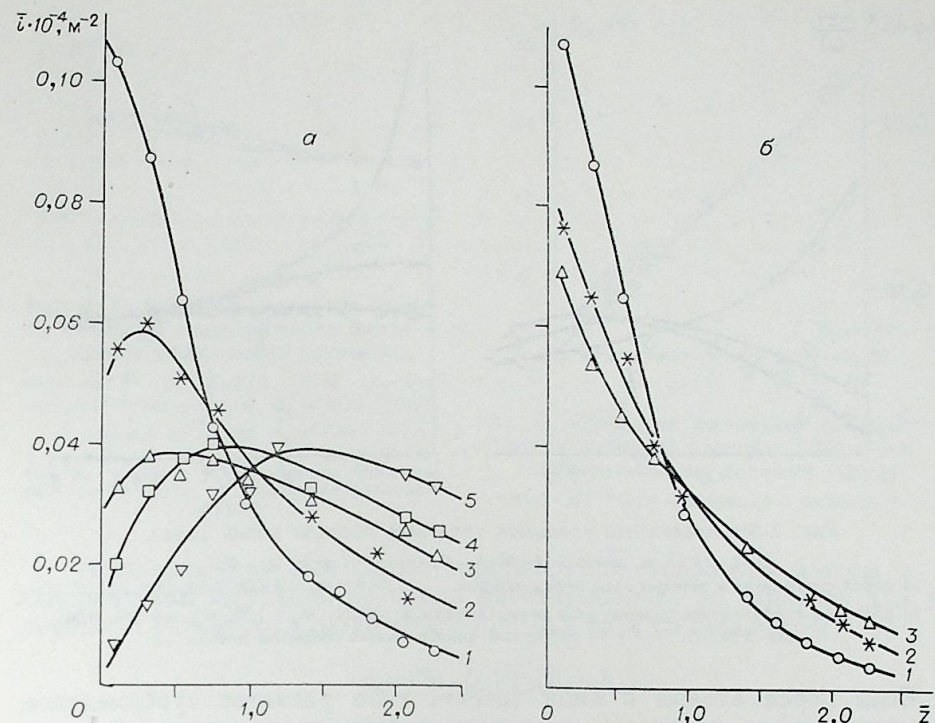


Рис. 2. Распределение относительной плотности тока вдоль анода.

$d = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $\bar{a} = 20,5$, $I = 90$ А, $G = 10 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_i = 0$;
а) переходный режим течения газа перед анодом: $m_a = 0$ (1); 0,32 (2); 0,87 (3); 0,98 (4); 1,2 (5); б) развитое турбулентное течение газа перед анодом: $\bar{z}_s = 7,5$; $m_s \approx 1,0$; $m_a = 0$ (1), 0,37 (2), 0,90 (3).

рования дуги в выходном электроде на один — два порядка выше частоты шунтирования дуги с самоустанавливающейся длиной при прочих равных условиях. Это способствует снижению удельной эрозии электрода, обеспечивает равномерность распределения эрозии по его поверхности и повышает ресурс.

В исследованном диапазоне параметров распределение относительной плотности тока вдоль анода не зависит от величины полного тока при постоянном расходе газа g_a , что дает основание для оценочной экстраполяции результатов на большие токи.

Рассмотрим распределение поверхностной плотности теплового потока вдоль канала. Для случая переходного режима течения газа оно приведено на рис. 3, а. При $g_a = 0$ (кривая 1) поверхностная плотность теплового потока, особенно на входном участке анода, намного больше уровня потерь, определяемых турбулентным теплообменом q_T . Это связано с забросом горячего газа в щель, притоком тепла через пятно дуги и другими причинами. При $g_a \gg 0$ удельные тепловые потоки у входа в электрод меньше, чем при турбулентном теплообмене. Явно сказывается влияние газовой завесы. Однако это не означает снижения полного теплового потока в анод, так как увеличивается потребная длина электрода из-за смещения максимальной привязки пятна дуги вниз по потоку (см. рис. 2, а). Далее вдоль оси \bar{z} величина q возрастает, достигает своего наибольшего значения и затем стремится к уровню теплового потока, определяемому турбулентным теплообменом. Координаты максимума теплового потока и плотности тока примерно соответствуют друг другу.

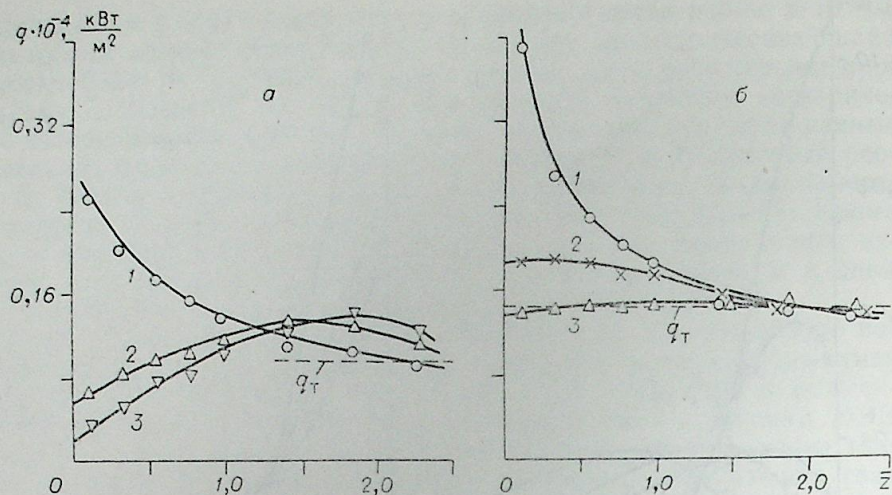


Рис. 3. Распределение удельных тепловых потоков вдоль анода.

$d=2 \cdot 10^{-2}$ м, $\bar{a}=20,5$, $I=90$ А, $G_0=10 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_i=0$;

а) переходный режим течения газа перед анодом: $g_a=0$; $m_a=0$ (1); 0,87 (2); 1,2 (3).

б) развитое турбулентное течение газа перед анодом: $\bar{z}_s=7,5$; $m_a \approx 1,0$; $m_a=0$ (1), 0,36 (2), 0,90 (3); — — — расчетный конвективный тепловой поток.

Если перед входом в анод течение газа развитое турбулентное, то поверхностная плотность теплового потока вдоль анода при всех значениях g_a выше, чем при турбулентном теплообмене, или близка к нему (см. рис. 3, б). Лишь при очень сильных вдувах газа перед анодом ($m_a=0,9$, кривая 3) тепловой поток на первые шайбы несколько ниже, чем на последующие. Следовательно, газовая завеса (в реализованном диапазоне изменения g_a) не оказывает заметного влияния на снижение тепловых потерь в анод.

Тепловые потери в анод определяются конвективным теплопереносом от турбулентного потока плазмы к стенке, излучением и тепловым потоком через пятно дуги

$$Q=Q_k+Q_l+Q_n. \quad (1)$$

Лучистые тепловые потоки в стенку выходного электрода необходимо учитывать лишь на участке горения дуги до зоны ее привязки. При атмосферном давлении и температурах воздуха до $5 \cdot 10^3$ К излучение газа невелико. Из приведенного выше распределения тока видно, что при развитом турбулентном течении газа в зоне анода лучистые потоки тепла необходимо учитывать лишь на первом калибре его длины. По оценкам они составляют в исследованном диапазоне параметров не более 1,5—2,0% от полного теплового потока в электрод, т. е. пренебрежимо малы.

Тепловой поток через анодное пятно аргоновой дуги исследовался в работах [1, 6] и может быть определен по формуле

$$Q_n \approx 6I. \quad (2)$$

Справедливость формулы (2) проверялась для воздушной дуги в диапазоне токов (50—200 А). С учетом распределения тока вдоль медного анода (рис. 2, б) доля тепловых потерь через анодное пятно, рассчитанных по формуле (2), может достигать более 20%. Поэтому их необходимо учитывать при оценке тепловых потерь в аноде.

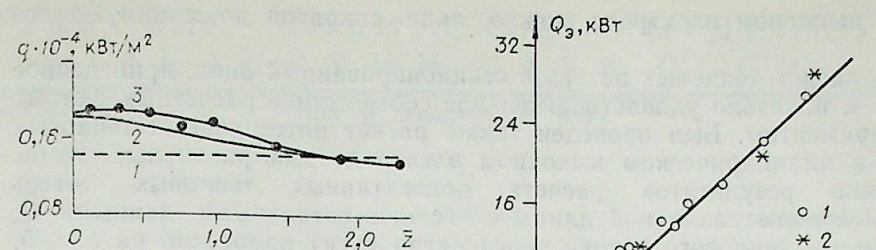


Рис. 4. Сравнение результатов расчета тепловых потоков вдоль анода с экспериментальными данными.

$d=2 \cdot 10^{-2}$ м, $\bar{a}=20,5$, $I=90$ А, $G_0=10 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_i=0$, $g_a=2 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $g_s=3,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $\bar{z}_s=7,5$;

1 — расчетный конвективный тепловой поток, 2 — расчет с учетом потока тепла через пятно дуги, 3 — экспериментальные данные.

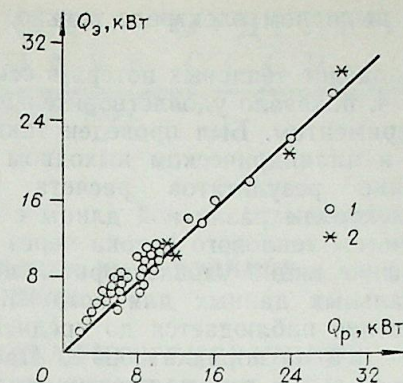


Рис. 5. Сравнение расчетных тепловых потерь в выходной электрод (Q_p) с экспериментальными данными (Q_e).

$d=2 \cdot 10^{-2}$ м; 1 — воздух, 2 — водород.

Поверхностная плотность конвективного теплового потока в цилиндрической выходной электрод рассчитывалась по формуле для теплообмена развитого турбулентного потока газа со стенкой [7].

$$q_k=St \cdot (\rho V)_0 (h_0-h_w). \quad (3)$$

Здесь $St=0,023 Re_d^{-0,2} Pr^{-0,6}$; $Re_d=(\rho V)_0 d/\mu_0$; $h_0=\eta_{моб} \cdot N/C$; h_w — энтальпия газа при температуре стенки, близкой по оценкам к 400 К; μ_0 — вязкость потока при среднемассовой температуре торможения на входе в канал электрода. Зависимость числа Прандтля от температуры газа рассчитывалась по данным работы [8].

Результаты расчета тепловых потерь в анод для $g_a \approx 2 \cdot 10^{-3}$ кг/с приведены на рис. 4. Конвективный тепловой поток в стенку рассчитывался по формуле (3) в предположении, что подвод энергии к газу вдоль анода уже отсутствует, а температура и расход газа остаются постоянными. По имеющимся данным о распределении тока вдоль анода находился ток i через отдельные шайбы электрода и по формуле

$$q_n=6i/(\pi d \Delta l) \quad (4)$$

определялся удельный тепловой поток от анодного пятна дуги, который добавлялся к поверхностной плотности конвективного теплового потока. Распределение расчетной поверхностной плотности теплового потока вдоль анода иллюстрирует кривая 2 (см. рис. 4). Сравнение кривых 2 и 3 показывает, что при умеренных вдувах газа перед анодом расчет удовлетворительно соответствует экспериментально измеренным тепловым потерям в стенку электрода.

Полные тепловые потоки в цилиндрические аноды различной относительной длины определялись для воздушной, азотной и водородной дуг при токах до 700 А. Среднемассовая температура газа перед входом в канал анода составляла $(3,0+6,5) \cdot 10^3$ К. Как показали эксперименты, тепловые потери в тело выходного электрода длиной до 6 калибров прямо пропорциональны площади внутренней поверхности электрода. При больших относительных длинах электродов необходимо учитывать снижение среднемассовой температуры газа вдоль канала и соответственно уменьшение удельных тепловых потерь в стенку. Газовая завеса, организованная путем ввода рабочего газа в щель перед анодом, малоэффективна, поэтому снизить полные тепловые по-

тери в выходном электроде можно, лишь сократив до минимума его длину.

Сравнение тепловых потерь в секционированный анод, приведенное на рис. 4, показало удовлетворительное соответствие расчетных данных с экспериментом. Был проведен также расчет интегральных тепловых потерь в цилиндрическом выходном электроде для различных газов. Сравнение результатов расчета конвективных тепловых потерь Q_p в электроды различной длины с экспериментальными данными $Q_{\text{э}}$ (за вычетом теплового потока через пятно дуги) приведено на рис. 5. На графике видно удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных для воздуха. В водороде удовлетворительное соответствие наблюдается до среднетемпературных температур газа на входе в анод порядка 3000 К. При более высоких температурах экспериментальные данные превышают расчетные на 20—25%.

На основании изложенного материала для развитого турбулентного течения газа в зоне выходного электрода можно сделать следующие выводы:

1. Основной током от дуги в развитом турбулентном потоке газа приходится на первый калибр длины выходного электрода.

2. Газовая завеса анода при развитом турбулентном течении газа малоэффективна и практически необходима лишь для предотвращения электрического пробоя в промежутке анод — секция, что обеспечивается уже при $m_a \geq 0,30$.

3. В целях снижения интегральных тепловых потерь и повышения тем самым теплового КПД плазмотрона для случая развитого турбулентного течения длину анода целесообразно ограничивать примерно двумя калибрами.

4. Для предотвращения в этом случае выхода дуги на торец короткого анода желательна постановка соленоида с магнитопроводом.

5. Поверхностная плотность теплового потока в электрод (без учета теплового потока через анодное пятно) с достаточной степенью точности может быть рассчитана по известной формуле для теплообмена развитого турбулентного потока газа со стенкой трубы.

Институт теплофизики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
26/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975. 298 с.
2. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М., Наука, 1973. 232 с.
3. Фогельсон И. Б. Транзисторные термодатчики. М., Советское радио, 1972. 128 с.
4. Жуков М. Ф. Генераторы низкотемпературной плазмы: теплофизические и электрофизические проблемы. — Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1975, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2, 3—14.
5. Аньшаков А. С., Даутов Г. Ю., Мустафин Г. М., Петров А. П. Исследование пульсаций в плазмотроне с самоустанавливающейся дугой. — ПМТФ, 1967, № 1, 161—165.
6. Жеенбаев Ж., Кобцев Г. А., Конавко Р. И., Энгельшт В. С. Оптимизация анодного узла с аргоновой защитой. Тез. докл. V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. II. Новосибирск, 1972, с. 60.
7. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепло-массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., Энергия, 1972. 342 с.
8. Варгафтик И. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Наука, 1972. 720 с.

А. М. АЛЕКСЕЕВ, Н. А. ЗЫРИЧЕВ, Ю. Л. РОДИМОВ,
Е. П. ЦВЕТКОВ

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГЕНЕРАТОРОВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В ХИМИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ *

На использовании низкотемпературной плазмы основана принципиально новая отрасль прикладной науки и технологии — плазмохимия. В развитии химической промышленности плазмохимия может сыграть исключительно важную роль как с точки зрения рационального использования топливно-энергетических и сырьевых ресурсов, так и с точки зрения размещения химических производств и экологии. Наибольший народнохозяйственный (социальный и экономический) эффект плазмохимия может принести в крупно- и среднетоннажных химических процессах. К таким процессам относятся окисление азота, пиролиз углеводородов, переработка и восстановление фосфатного сырья, получение активных дисперсных окислов металлов, переработка различных отходов и др. При успешной разработке этих процессов в химической промышленности могут быть реализованы плазмохимические производства слабой азотной кислоты, ацетилена и этилена, цианистых соединений, хлорорганических продуктов, обезфторенных и обогащенных фосфатов, фосфора, катализаторов и носителей для них, фторорганических продуктов, синтез газов из органических отходов, нитридов, карбидов и др. ценных продуктов.

Основным узлом новой химической технологии является генератор низкотемпературной плазмы, обычно совмещенный с реактором и именуемый плазмохимическим реактором (ПХР). Химики-технологи, разрабатывающие крупнотоннажные процессы, предъявляют к плазмохимическим реакторам ряд общих и специфических требований. Во-первых, большая мощность ПХР. Мощность порядка 1 МВт можно считать освоенной, однако для большинства названных процессов необходимо повысить мощность ПХР, по меньшей мере, на порядок. Во-вторых, высокий коэффициент полезного действия передачи электрической энергии из сети в реакционный объем. По-видимому, большинство технологов удовлетворит КПД ПХР в пределах 0,5÷0,9. Конечно, технологов очень волнует и другой КПД — преобразование электрической энергии, введенной в реакционный объем, в энергию химической связи, т. е. в энергию, полезно затраченную на образование конечного целевого продукта (химический КПД). В некоторых случаях высокий химический КПД может быть обеспечен предварительным подогревом исходного сырья путем регенерации тепла отходящих реакционных газов или за счет тепла сгорания топлива. Отсюда вытекает специфическое требование к ПХР — обеспечить закачку энергии

* Статья является изложением обзорного доклада, сделанного на VII Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы, (Алма-Ата, авг.—сент. 1977 г.).

в предварительно подогретую исходную смесь. Например, в процессе термического окисления азота в плазменных струях реакционная смесь должна поступать в ПХР со среднemasсовой температурой не ниже 2000 К. В-третьих, большой ресурс непрерывной работы ПХР. Достигнутый в настоящее время ресурс электродуговых ПХР на уровне 100 ч (4 сут) не может удовлетворить промышленность, его необходимо довести до 1000 ч и более.

Почти все перечисленные химические процессы относятся к эндотермическим. На выход целевого продукта и его выделение из реакционной смеси, как правило, благоприятно влияет повышенное давление. Поэтому следует ориентироваться на рабочее давление в ПХР на уровне 10 атм и при этом обеспечить удовлетворение всех других требований к ним. В процессах, в которых энергозатраты определяют экономику, ПХР должны обладать минимальным гидравлическим сопротивлением. Наконец, еще одно общее требование к ПХР, которое можно назвать технологичностью. Оно включает в себя такие качества, как безопасность обслуживания ПХР, возможность объединения их в батареи, присоединения к заземленной технологической линии, быстрой замены отдельных частей или всего ПХР; возможность подачи в реактив всех необходимых компонентов сырья; надежность и устойчивость работы ПХР на всех стадиях: пуск, нормальный режим, остановка.

В ходе опытной проверки плазмохимических процессов используются электродуговые плазмотроны большой мощности различной конструкции. Наиболее популярны так называемые линейные плазмотроны с тугоплавким торцевым внутренним электродом (катод) и медным водоохлаждаемым цилиндрическим выходным электродом (анод). Материал катода — вольфрам, активированный добавками металлов с малой работой выхода электронов при работе на кислородсодержащих газах катод защищается инертным газом. Основной вклад в разработку конструкций и исследование таких плазмотронов внесли сотрудники Института теплофизики СО АН СССР (ИТФ) во главе с профессором М. Ф. Жуковым [1]. Длина дуги в большинстве плазмотронов конструкции ИТФ фиксирована. Фиксация длины дуги осуществляется применением межэлектродных вставок, специальных вихревых разрядных камер или электродов с переменным диаметром (уступом). Разработан унифицированный образец плазмотрона. Плазмотроны конструкции ИТФ прошли успешные испытания в процессах окисления азота, пиролиза метана в ацетилен, пиролиза бензина в ацетилен и этилен, получения цианистых соединений. В некоторых случаях были использованы батареи плазмотронов. Ресурс плазмотронов составляет в среднем 100 ч и определяется износом катода.

Ряд конструкций мощных электродуговых плазмотронов для обработки технологии крупнотоннажных химических процессов разработан Институтом тепло-массообмена АН БССР (ИТМО) [2]. Большинство из них с двухсторонним истечением плазмы. Дуга горит между симметричными цилиндрическими электродами, стабилизирована газовым вихрем и стенками цилиндрического разрядного канала, диаметр которого меньше диаметра выходных электродов. Плазмообразующий газ вводится по середине разрядного канала, сырье подается в область дуги или за электродами. Опорные пятна дуги перемещаются по поверхности электродов под действием внешнего магнитного поля и газодинамической закрутки. Плазмотроны этой конструкции показали ресурс до 200 ч на постоянном токе. Разработан и испытан плазмотрон на трехфазном переменном токе. К сожалению, плазмотроны конструкции ИТМО не удовлетворяют требованию технологичности. Двухстороннее истечение плазмы и продуктов реакции, большое гидравлическое сопротивление, необходимость полной электрической

изоляции плазмохимического реактора от всей технологической схемы — эти недостатки могут стать существенным препятствием на пути промышленной реализации таких плазмотронов в крупнотоннажных процессах.

Широкое распространение на опытных установках получили модификации двухструйных плазмотронов [3]. Для увеличения ресурса плазмотрона применяются расходуемые графитовые электроды, подаваемые в разрядную камеру по мере выгорания. Электродные узлы выполняются одинаковыми и устанавливаются симметрично на общей камере смешения под некоторым углом к оси камеры. Электрическая дуга постоянного тока опирается на торцевые внутренние электроды, под действием газовых потоков вытягивается из электродных каналов в камеру смешения и горит в потоке исходной реакционной смеси, подаваемой автономно вдоль оси камеры смешения. Такая конструкция позволяет наращивать мощность плазмохимического агрегата увеличением числа устанавливаемых на камере смешения плазмотронов, подавать в камеру смешения любое сырье или предварительно подогретую исходную смесь. Плазмохимические реакторы этой конструкции проходят испытания на опытных установках фиксации азота, пиролиза метана в ацетилен, получения фторорганических продуктов.

Плазмохимия в основном является химией плазменных струй. Плазмохимический равновесный процесс в большинстве случаев осуществляется по следующей схеме: нагрев в плазмотроне инертного теплоносителя (одного из реагентов или смеси реагентов) — смешение полученной плазменной струи с более холодным сырьем до молекулярного уровня — собственно реакция — закалка продуктов реакции. Получаемые в электродуговых плазмотронах со стабилизированной дугой плазменные струи, как правило, обладают большими среднemasсовыми значениями скорости и температуры, значительными градиентами распределения скорости, температуры и концентраций по сечению струи при относительно малом объеме струи. В некоторых процессах это создает трудности при организации стадий смешения, закалки и реакции, снижает селективность плазмохимических процессов.

В разработке генераторов низкотемпературной плазмы наметились две новые интересные тенденции. Первая основана на сверхбыстром смешении (за $10^{-6} \div 10^{-8}$ с) частиц, обладающих высокой тепловой и внутренней энергией, с холодной реакционной смесью. Вторая тенденция связана с созданием объемных электрических разрядов, обеспечивающих неравновесное возбуждение внутренних степеней свободы реагентов. Плазмотроны, создаваемые в рамках обеих тенденций, отличаются относительно низкой среднemasсовой температурой реакционной смеси (не более 2000 К) и могут рассматриваться как генераторы неравновесной низкотемпературной плазмы. Их преимущество перед традиционными электродуговыми плазмотронами заключается в том, что они позволяют при низких среднemasсовых температурах направить большую часть затраченной электрической энергии на осуществление химических реакций, иными словами, повысить химический КПД процесса.

Остановимся подробнее на каждом из новых типов плазмотронов. В плазмотронах первого типа для получения частиц с высокой внутренней энергией (ионов, радикалов, электронно- и колебательно-возбужденных молекул) используется интенсивная электрическая дуга или сильнооточный импульсный разряд. Сверхбыстрое смешение активных частиц с холодной реакционной смесью обеспечивается либо диффузией этих частиц при очень быстром перемещении разряда по объему, занимаемому реакционной смесью, либо за счет распада движущихся с большими скоростями поверхностей разрыва, образующихся при импульсном сильнооточном разряде.

Кинетические расчеты Л. С. Полака, А. Б. Амбразевичюса и др. авторов показывают, что нагрев холодной или охлаждение нагретой реакционной смеси со скоростью $10^8 \div 10^{10}$ К/с может привести к получению выхода целевого продукта, превышающего термодинамически возможные значения при соответствующих условиях. Испытание плазмотронов коаксиального типа (дуга подобно спиче вращается между коаксиальными электродами под действием внешнего магнитного поля в поперечном обдуваемом ее потоке реакционной смеси), плазмотронов переменного тока промышленной и более высокой частоты и плазмотронов постоянного тока с наложением коротких импульсов тока большой амплитуды (в движущемся потоке реакционной смеси постоянно распадаются фронты импульсных разрядов) подтверждает этот вывод, хотя перечисленные плазмотроны лишь частично обеспечивают условия для сверхбыстрого смешения активных частиц с реакционной смесью.

Наиболее эффективным, на наш взгляд, плазмотроном первого типа может стать плазменный ускоритель [4], в котором сильноточный импульсный разряд под действием собственного магнитного поля перемещается вдоль параллельных или коаксиальных электродов и ускоряет образованный им плазменный сгусток до скоростей порядка $10^3 \div 10^4$ м/с. Впрыск этого сгустка, состоящего в основном из активных частиц (температура газа в сгустке $(6 \div 10) \cdot 10^3$ К), в холодную реакционную смесь может обеспечить требуемую скорость смешения и использование внутренней энергии активных частиц на осуществление химических реакций. Плазменный ускоритель может работать в широком диапазоне изменения давления в разрядном канале и имеет перспективу достижения большой единичной мощности. Проведенные авторами технологические опыты показали возможность получения высокого химического КПД плазменного ускорителя.

Плазмотроны второго типа (с объемным разрядом) в известной мере родственны устройствам с тлеющим разрядом. Их отличительной чертой является наличие условий, при которых основные переносчики заряда — электроны приобретают в приложенном электрическом поле энергию, достаточную для возбуждения внутренних степеней свободы реагентов (главным образом для возбуждения колебательных оболочек). Энергия электрического поля должна передаваться для возбуждения внутренних степеней свободы реагентов и преобразовываться в энергию химических связей за времена, предотвращающие возможность перехода ее в тепло. Допустимые времена для большинства смесей составляют не более 10^{-5} с. Такая передача энергии возможна при ее импульсном подводе или высокоскоростной прокачке реакционной смеси через разрядный промежуток.

Одним из перспективных плазмотронов второго типа является генератор неравновесной плазмы с объемным несамостоятельным разрядом, инициируемым пучком ускоренных электронов. Идея использования такого разряда для стимулирования химических реакций была высказана в различных вариантах сотрудниками Физического института АН СССР [5], Института оптики атмосферы СО АН СССР [6], Института атомной энергии АН СССР [7]. В настоящее время эти генераторы испытываются в качестве плазмохимических реакторов, преимущественно в импульсном режиме в стационарных (непроточных) условиях.

Более технологичным плазмотроном этого типа представляется сверхзвуковой плазмотрон [8], в котором объемный электрический разряд формируется в зоне наибольшего разрежения сверхзвукового сопла. Электродами служат стенки сопла (плоского или осесимметричного). Объемный разряд инициируется специальным слаботочным дуговым разрядом, расположенным вблизи критического сечения соп-

ла. При давлении в ресивере сопла около $10 \cdot 10^5$ Н/м² и истечении плазмы в атмосферу в зоне разряда может быть достигнуто разрежение до $(0,1 \div 0,2) \cdot 10^5$ Н/м² и скорость течения до 1000 м/с. Это обеспечивает высокую производительность реактора при относительно малых размерах. Электроды практически не требуют охлаждения специальным теплоносителем.

Необходимо отметить еще генераторы неравновесной плазмы, основанные на взаимодействии электрического и магнитного полей: магнитные ловушки (пробкотроны) центрифуги, СВЧ-генераторы и т. п. [9].

Перспективы внедрения плазмотронов нового типа в средне- и крупнотоннажной химической технологии зависят от того, насколько их технические характеристики будут отвечать сформулированным выше требованиям (мощность, КПД, ресурс, технологичность).

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт азотной промышленности
и продуктов органического синтеза, Москва

Поступила в редакцию
15/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
2. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М., Наука, 1973.
3. Конавко Р. И. и др. Двухструйный плазмотрон. Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, Илим, 1974, с. 155—158.
4. Плазменные ускорители. Под ред. Л. А. Арцимовича. М., Машиностроение, 1973.
5. Басов Н. Г. и др. Докл. АН СССР, 1977, 233, № 5, 839.
6. Бычков Ю. И. и др. Докл. АН СССР, 1975, 220, № 2, 355.
7. Грабовский Е. В. и др. Труды II Всесоюз. симпозиума по плазмохимии, т. I. Рига, Зинатне, 1975, с. 28—31.
8. Алферов В. И., Бушмин А. С. — ЖЭТФ, 1963, 44, № 4.
9. Труды II Всесоюз. симпозиума по плазмохимии, т. I, II. Рига, Зинатне, 1975.

УДК 537.56 : 537.525.1

М. Г. БЕРДИЧЕВСКИЙ, В. В. МАРУСИН

НЕРАВНОВЕСНОСТЬ И МЕХАНИЗМ ИОНИЗАЦИИ
АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ
БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО ВЧ-ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА
ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

В настоящее время все больший интерес проявляется к безэлектродным ВЧ-емкостным (БВЧЕ) разрядам [1, 2], позволяющим получать устойчивую, неконтактирующую с материалом электродов плазму в широком диапазоне давлений, объемов, мощностей. Однако информация о параметрах и процессах в БВЧЕ-разрядах, особенно для молекулярных газов при средних давлениях, практически отсутствует. Это обусловлено сложностью диагностики неравновесной ВЧ-плазмы при сравнительно высоких газовых температурах, когда методы, основанные на моделях состояния плазмы некорректны, а контактные методы затруднены закорачиванием плазмы на зонды и их термохимическим разрушением.

В предлагаемой работе использован метод оценок параметров неравновесной молекулярной плазмы из стационарного баланса заселенностей электронно-колебательных уровней. Оценки концентраций: метастабильных молекул, атомов азота $[N]$, степени колебательного возбуждения основного состояния молекулы N_2 , функции распределения электронов по энергиям $f(\epsilon)$ в высокоэнергетической области, позволили рассмотреть вопросы о степени неравновесности и механизме ионизации азотной плазмы БВЧЕ-разряда при давлениях $P = (2,67 \div 66,6) \cdot 10^3$ Па.

Схема экспериментальной установки описана в [3]. Значения напряженности поля E , температуры газа T_g , концентрации электронов N_e , заселенностей электронно-колебательных уровней $[n]$, определяемые согласно [3, 4] в зависимости от приведенной активной мощности плазмы P_a/l для давлений $p = (2,67; 13,3; 66,6) \cdot 10^3$ Па, приведены на рис. 1. Концентрации технических примесей кислорода и воды определялись масспектрометрически и кулонометрически и составляли 0,2 и 0,1 объемных процента соответственно.

Используемый в данной работе метод оценок концентраций заключается в следующем. Если записать стационарный баланс заселенности регистрируемого уровня в предположении механизма возбуждения по какой-либо реакции с участием частицы, концентрацию которой надо определить, то при известной скорости дезактивации и константе скорости возбуждения получаем верхний предел искомой концентрации. Если же определяемый параметр обуславливает скорость дезактивации уровня с известной заселенностью, то из баланса заселенности с учетом возбуждения по какому-либо одному каналу, скорость которого известна, получаем нижний предел искомой концентрации. Экстремальность получаемых при этом оценок основана на том, что эксперимен-

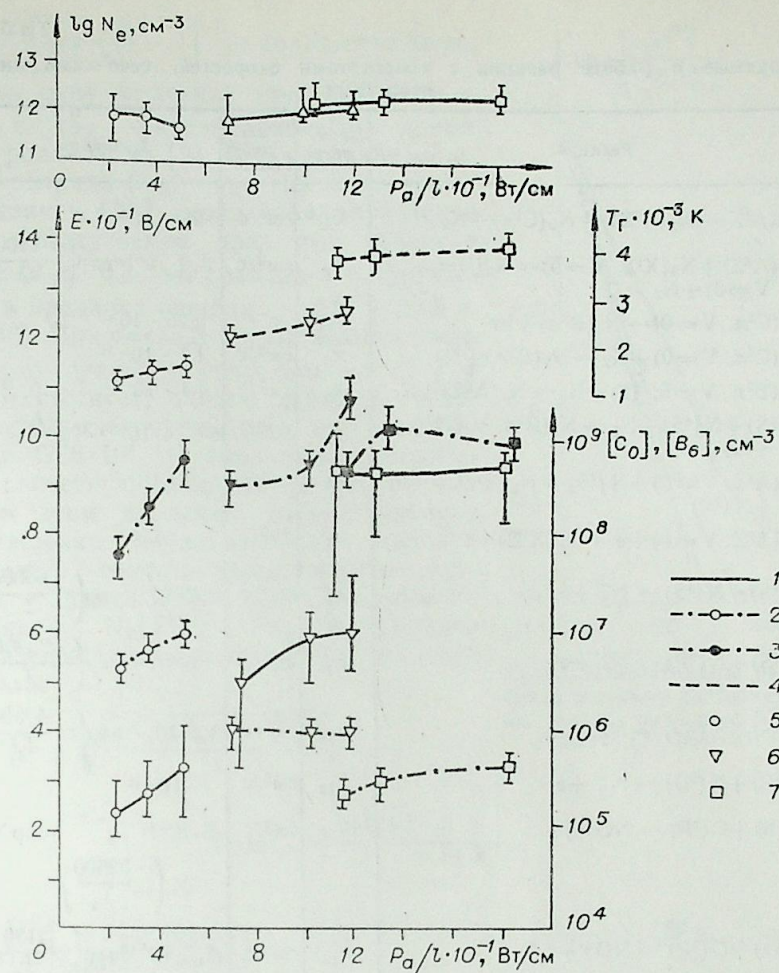


Рис. 1. Зависимости концентрации электронов N_e , напряженности поля E (1), заселенностей уровней $N_2(C^3\pi, V=0) - [C_0]$ (2), $N_2(B^3\pi, V=6) - [B_6]$ (3) температуры газа T_g (4) от приведенной активной мощности $P_{a/l}$ для оси разряда при давлениях $p = 2,67 \cdot 10^3$ (5); $13,3 \cdot 10^3$ (6); $66,6 \cdot 10^3$ Па (7).

тально определяемые значения заселенностей предполагаются обусловленными каким-либо одним из ряда возможных процессов возбуждения. Учет других процессов возбуждения приводит к понижению верхнего и повышению нижнего пределов определяемых концентраций. При данном подходе необходимо точное знание и учет всех процессов дезактивации, что имеет место для состояний $N_2(C^3\pi, B^3\pi, A^3\Sigma)$ [5].

Реакции, используемые в данной работе, представлены в табл. 1. Реакции 1÷8 являются беспороговыми, вследствие чего зависимость констант их скоростей от параметров плазмы слаба [5]. Это позволяет использовать константы скоростей данных процессов, полученные и в условиях, отличных от наших. Проводимое ниже количественное рассмотрение относится к оси разряда для условий средних по мощности при каждом давлении (см. рис. 1).

При расчете скоростей процессов с участием колебательно-возбужденных молекул необходимо знание колебательных распределений в основном состоянии. Результаты расчета колебательных распределений

Таблица 1

Используемые в работе реакции с константами скоростей, сечениями либо вероятностями

№	Реакция	Параметр	Размерность	Величина	Литература
1	$N_2(A^3\Sigma) + N_2(A^3\Sigma) \rightarrow N_2(C^3\pi) + N_2$	k_1	см ³ /с	$2,6 \cdot 10^{-10}$	[24]
2	$N_2(A^3\Sigma) + N_2(X^1\Sigma, V=9) \rightarrow N_2(B^3\pi, V=6) + N_2$	k_2	см ³ /с	$3,9 \cdot 10^{-10} \exp\left(\frac{-1400}{T_r}\right)$	[20]
3	$N_2(C^3\pi, V=0) \rightarrow N_2(B^3\pi) + h\nu$	A_3	с ⁻¹	$2,25 \cdot 10^{-7}$	[25]
4	$N_2(C^3\pi, V=0) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\pi) + N_2$	k_4	см ³ /с	$1,1 \cdot 10^{-11}$	[26]
5	$N_2(B^3\pi, V=6; 12) + N_2 \rightarrow N_2(A^3\Sigma) + N_2$	k_5	см ³ /с	$4,1 \cdot 10^{-11}; 1 \cdot 10^{-11}$	[23]
6	$N(^4S) + N(^4S) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\pi, V=12) + N_2$	k_6	см ³ /с	$4 \cdot 10^{-31} \cdot T_r^{-0,8}$	[22]
7	$N_2(A^3\Sigma, V=0) + N(^4S) \rightarrow N_2(X^1\Sigma) + N(^2P)$	k_7	см ³ /с	$5 \cdot 10^{-11}$	[27]
8	$N_2(A^3\Sigma, V=0) + e \rightarrow N_2(X^1\Sigma) + e$	k_8	см ³ /с	$\sim 10^{-8}$	[5]
9	$N(^4S) + N(^4S) \rightarrow N_2^+ + e$	k_9	см ³ /с	$2,7 \cdot 10^{-11} \exp\left(\frac{-67300}{T_r}\right)$	[5]
10	$N(^4S) + N(^2P) \rightarrow N_2^+ + e$	k_{10}	см ³ /с	$6 \cdot 10^{-13} \exp\left(\frac{-26200}{T_r}\right)$	[5]
11	$N(^4S) + N(^2D) \rightarrow N_2^+ + e$	k_{11}	см ³ /с	$3,6 \cdot 10^{-13} \exp\left(\frac{-40000}{T_r}\right)$	[5]
12	$N(^2P) + N(^2D) \rightarrow N_2^+ + e$	k_{12}	см ³ /с	$\sim 10^{-11}$	[21]
13	$N(^4S) + O(^3P) \rightarrow NO + e$	k_{13}	см ³ /с	$5 \cdot 10^{-11} T_r^{-0,5} \cdot \exp\left(\frac{-32500}{T_r}\right)$	[5]
14	$N(^2D) + O(^3P) \rightarrow NO + e$	k_{14}	см ³ /с	$4,7 \cdot 10^{-13} \exp\left(\frac{-3130}{T_r}\right)$	[5]

в состоянии $N_2(X^1\Sigma)$ приведены на рис. 2*. Значение $\epsilon = 3/2 kT_e = 1$ эВ определялось из зависимости от E/N_2 [6], что правомерно для низкоэнергетичной области возбуждения колебаний и при отклонении $f(\epsilon)$ от максвелловского вида. Получаемые при этом колебательные температуры нижних уровней $N_2(X^1\Sigma) - (kT_V^x)^{теор}$ сравнивались с определяемыми экспериментально. Для давления $2,67 \cdot 10^3$ Па (kT_V^x)^{эксп} пересчитывалась из колебательной температуры на уровне $N_2(C^3\pi) - kT_V^c = 0,35$ эВ согласно [7] с учетом влияния T_e на соотношение kT_V^x и kT_V^c и составила 0,37 эВ при $(kT_V^x)^{теор} = 0,43$ эВ, что дает $\frac{\Delta kT_V^x}{kT_V^x} \approx \pm 7,5\%$. При $p = 66,6 \cdot 10^3$ Па оценивался верхний предел $(kT_V^x)^{эксп}$ из теплового баланса в предположении, что основным каналом нагрева газа, определяющим калориметрически измеряемую удельную мощность, является квазиравновесный $V-T$ обмен энергией [8], из соотношения

$$Q = \frac{h\omega(\epsilon_V - \epsilon_r) \cdot [N_2]}{\tau_{VT}^0}, \quad (1)$$

* Расчет произведен в лаборатории плазмохимии ИНХС АН СССР.

где $\epsilon = \left[\exp \frac{T\omega}{kT} - 1 \right]^{-1}$ — количество квантов на одну молекулу при $kT_V^x - \epsilon_V$ и $kT_r - \epsilon_r$; τ_{VT}^0 — квазиравновесное время $V-T$ релаксации [9], Q — удельная мощность разряда, $h\omega$ — энергия колебательного кванта, $[N_2]$ — концентрация молекул азота. Получаемое при этом значение $kT_V^x \approx kT_r \approx 0,33$ эВ совпало с теоретическим в пределах ошибки $\frac{\Delta kT_V^x}{kT_V^x} = \pm 3\%$. При $p = 13,3 \cdot 10^3$ Па возможность экспериментального определения kT_V^x у нас отсутствует, однако хорошее согласие теории с экспериментом для $p = 2,67 \cdot 10^3$ и $66,6 \cdot 10^3$ Па позволило использовать расчетную зависимость (см. рис. 2) и при этом давлении. Мерой степени возбуждения метастабильных молекул N_2 можно считать заселенность наиболее долгоживущего и глубокого состояния $N_2(A^3\Sigma)$. Верхний предел его заселенности можно оценить из соотношений

$$[A]_{C}^{max} = \sqrt{\frac{[C_0] \cdot (A_3 + [N_2] \cdot k_4)}{k_1}}, \quad (2)$$

$$[A]_{B}^{max} = \frac{[B_6] \cdot [N_2] \cdot k_5}{[X, V=9] \cdot k_2}, \quad (3)$$

где $[C_0]$ — заселенность $N_2(C^3\pi, V=0)$; $[B_6] - N_2(B^3\pi, V=6)$; $[X, V=9] - N_2(X^1\Sigma, V=9)$.

Нумерация констант скоростей здесь и далее согласно табл. 1.

Оценки верхнего и нижнего пределов концентрации атомов производились из соотношений

$$[N]^{max} = \sqrt{\frac{[B_{12}] \cdot k_5}{k_6}}, \quad (4)$$

$$[N]^{min} = \frac{W - [A]^{max} \cdot N_e \cdot k_8}{[A]^{max} \cdot k_7}. \quad (5)$$

Вследствие неопределенности значения $[B_{12}]$, образуемого при возбуждении по реакции (6), принималось $[B_{12}] = [B_6]$, что ведет к завышению значения $[N]^{max}$. Методика расчета скорости каскадного возбуждения $N_2(A^3\Sigma, V=0,1)$ из $N_2(B^3\pi) - W$ изложена в [4]. Результаты расчета $[A]^{max}$ по формулам (2), (3) и $[N]^{max}$, $[N]^{min}$ в пределах ошибки для оси разряда представлены на рис. 3. Как видно, при $p = 2,67 \cdot 10^3$ Па для расчета $[A]^{max}$ надо использовать выражение (3), а при $p = (13,3; 66,6) \cdot 10^3$ Па выражение (2).

Оценка верхнего предела $f(\epsilon)$ в высокоэнергетичной области проведена из баланса заселенности уровней $N(C^3\pi)$ и $N_2(B^3\pi)$ в предполо-

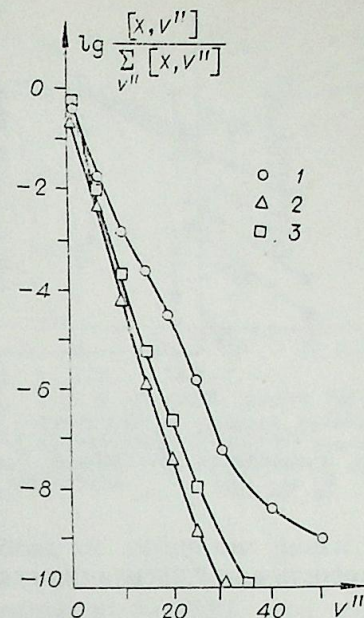


Рис. 2. Колебательные распределения в основном состоянии молекулы азота при $p = 2,67 \cdot 10^3$ (1), $13,3 \cdot 10^3$ (2), $66,6 \cdot 10^3$ Па (3).

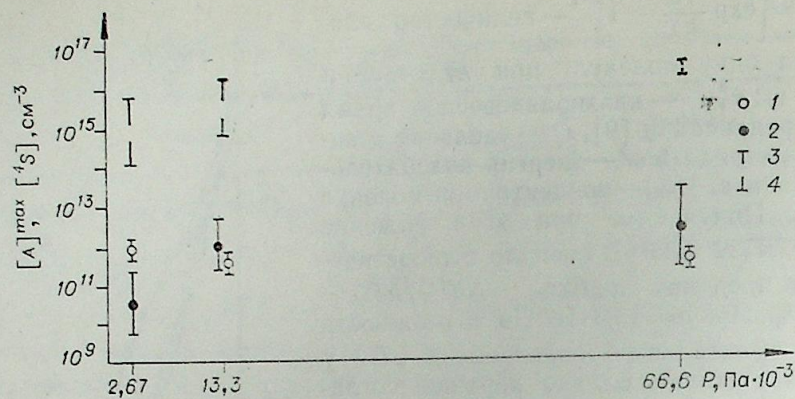


Рис. 3. Максимально возможные из соотношений 2 (1) и 3 (2) концентрации метастабилей $N_2(A^3\Sigma)$. Верхний (3) и нижний (4) пределы возможных концентраций атомов азота.

ложении механизма их возбуждения электронным ударом. При этом скорость возбуждения имеет вид

$$W_e = [N_2] \cdot N_e \cdot \sigma^{\max} \cdot k_e^{V',V''} \quad (6)$$

$$\text{где } k_e^{V',V''} = \frac{\exp\left(-\frac{\varepsilon_{V''}}{kT_e}\right)}{\sum \exp\left(-\frac{\varepsilon_{V'}}{kT_e}\right)} \cdot q_{V',V''} \cdot \int_{\varepsilon_{\Pi} - \varepsilon_{V''}}^{\varepsilon^{\max} - \varepsilon_{V''}} \Phi(\varepsilon) \cdot f(\varepsilon) \cdot \varepsilon \cdot d\varepsilon.$$

σ^{\max} — абсолютное значение сечения возбуждения при ε^{\max} [5], ε^{\max} — энергия, соответствующая максимуму функции возбуждения $\Phi(\varepsilon)$, ε_{Π} — пороговая энергия $\Phi(\varepsilon)$, $\varepsilon_{V''}$ — энергия колебательного уровня состояния $N_2(x^1\Sigma)$, $q_{V',V''}$ — фактор Франка-Кондона перехода. Как следует из теории, для $f(\varepsilon)$ в азоте [6,10–12] на сравнительно узком для триплетных уровней участке $\varepsilon_{\Pi} \div \varepsilon^{\max}$, $f(\varepsilon)$ с хорошей точностью можно аппроксимировать прямолинейной зависимостью в координатах $\ln f(\varepsilon) - \varepsilon$, что дает возможность использовать при расчете максвелловскую $f(\varepsilon)$ в этой области. При этом имеем одну неизвестную $\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2}kT_e$, свою для каждого уровня, определив которую получаем аппроксимируемые максвелловской экспонентой абсолютные значения $f(\varepsilon)$ на участках $\varepsilon_{\Pi} \div \varepsilon^{\max}$, которые для уровней $N_2(C^3\pi, V'=0)$ и $N_2(B^3\pi, V'=6)$, возбуждаемых из $N_2(x^1\Sigma, V''=0)$, составляют 11–14 и 8,5–11 эВ. При расчете $k_e^{V',V''}$ максвелловская $f(\varepsilon)$ нормировалась на единицу. Ограничение верхнего предела интегрирования значения ε^{\max} обусловлено малостью вклада области $\varepsilon > \varepsilon^{\max}$, экспоненциально спадающей $f(\varepsilon)$, в суммарное значение интеграла, приводя к незначительному завышению получаемого верхнего предела $f(\varepsilon)^{\max}$. Экспериментальные параметры расчета брались в пределах ошибки их определения таким образом, чтобы обеспечить максимальное значение $f(\varepsilon)^{\max}$. Результаты расчета представлены на рис. 4. Для $\varepsilon > 11$ эВ данные о $f(\varepsilon)$ в азоте отсутствуют в литературе. Полученные нами значения попадают в диапазон теоретической неопределенности экстраполированных в область 11 эВ значений $f(\varepsilon)$, имеющих для $\varepsilon = 8,5$ эВ [6,10–12].

Полученные выше результаты позволяют оценить неравновесность азотной плазмы БВЧЕ-разряда в области перехода от низкого давления к атмосферному. На рис. 5 представлены эффективные темпера-

туры, рассчитанные по формулам Больцмана либо Саха, химически активных степеней свободы молекулы азота. Температура электронов определялась максвелловской аппроксимацией $f(\varepsilon)$ в области выше 11 эВ (см. рис. 4). Из зависимости T_e от E/N_2 во всем диапазоне условий имеем $T_e = 8600$ К. Сравнение максимально возможных скоростей процессов возбуждения уровня $N_2(B^3\pi, V=6)$: прямой и ступенчатый из $N_2(A^3\Sigma)$ электронный удар, столкновение двух колебательно-возбужденных молекул, каскады из $N_2(C^3\pi)$, тройная рекомбинация атомов $N(^4S)$, столкновение двух $N_2(A^3\Sigma)$, столкновение $N_2(A^3\Sigma)$ с колебательно-возбужденной молекулой азота, с минимальной в пределах ошибки скоростью дезактивации $N_2(B^3\pi, V=6)$ показала, что при $p = (13,3; 66,6) \cdot 10^3$ Па механизм возбуждения данного уровня определяется реакцией (2). Это позволяет считать оцененный выше верхний предел $[A]_B^{\max}$ истинным значением концентрации $N_2(A^3\Sigma)$. При этом концентрация $[A]$ должна быть такова, чтобы в пределах ошибки удовлетворять балансу заселенности $N_2(B^3\pi, V=6)$ и одновременно не превышать максимально допустимую для баланса $N_2(C^3\pi)$, что позволяет в наших условиях определить значение $[A]$ при $p = (13,3; 66,6) \cdot 10^3$ Па с точностью $\pm 50\%$.

Как следует из рис. 4, при $p = (2,67; 13,3) \cdot 10^3$ Па возбуждение колебаний, метастабильных молекул, ионизации, диссоциации сверхравновесно относительно температуры газа. При приближении к атмосферному давлению приходят к равновесию с температурой газа колебания, диссоциация. Ионизация и степень возбуждения метастабилей во всем диапазоне давлений сверхравновесны. Данный факт объясняется преобладанием (с ростом давления) релаксационных процессов в возбуждении колебаний и диссоциации, в то же время вклад электронной компоненты в возбуждение метастабильных молекул и ионизации остается существенным.

Механизм ионизации определяется из сравнения скорости гибели электронов со скоростями их образования по различным возможным реакциям. Оценки с учетом прилипания, отлипания, ион-ионной рекомбинации, амбиполярной диффузии показали, что основным каналом гибели электронов является диссоциативная рекомбинация в объеме, скорость которой равна

$$W_p = N_e \sum_i N_i^+ \cdot \alpha_p^i \quad (7)$$

где N_i^+ — сорт молекулярного иона ($N_2^+, N_3^+, N_4^+, O_2^+, NO^+$), α_p^i — константа скорости диссоциативной рекомбинации иона сорта i . Для реагирующих у нас значений $\bar{\varepsilon} = 1$ эВ $\alpha_p^i = (1 \div 8) \cdot 10^{-8}$ см³/с [13, 14].

Совокупность возможных реакций ионизации имеет вид:

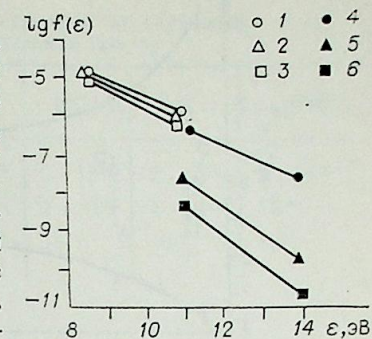
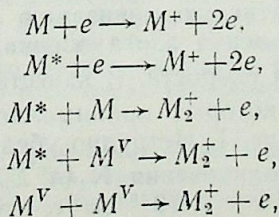


Рис. 4. Верхний предел $f(\varepsilon)$, оцененный из баланса $N_2(B^3\pi, V=6)$ (1–3) и $N_2(C^3\pi, V=0)$ (4–6) для $p = 2,67 \cdot 10^3$ (1, 4), $13,3 \cdot 10^3$ (2, 5), $66,6 \cdot 10^3$ (3, 6) Па.

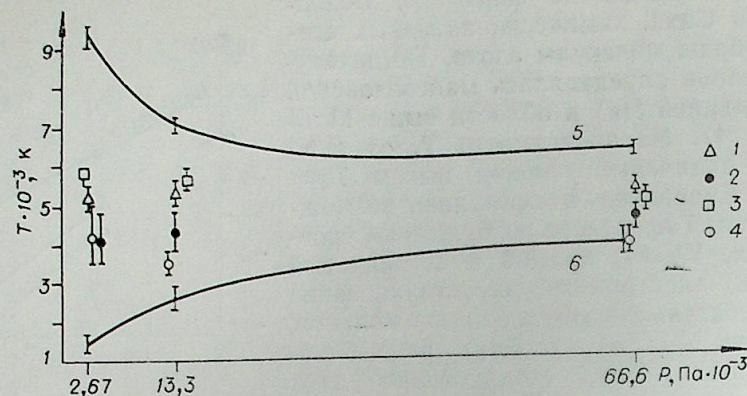


Рис. 5. Равновесные температуры ионизации (1), диссоциации (2), возбуждения метастабилей $N_2(A^3\Sigma)$ (3), колебаний (4) в сравнении с температурами электронов (5) и газа (6).

где $M=N_2, O_2, N, O, NO, H_2O, OH$. M^* — метастабильная молекула, M^v — колебательно-возбужденная молекула.

При расчете скоростей прямой ионизации электронным ударом компонент M использовались значения $f^{\max}(\epsilon)$ (см. рис. 4). Как показано в [10], при $\epsilon > 10$ эВ в азоте $f(\epsilon)$ аппроксимируется максвелловской зависимостью и для $\epsilon > \epsilon^{\max} = 14$ эВ. При расчете скоростей ступенчатой ионизации из метастабильных состояний с $(\epsilon_i - \epsilon_{ii}) < 8,5$ эВ использовались максимальные из теоретических значений $f(\epsilon_{ii})$ [6, 10—12]. Ниже представлены результаты расчета значений $[M]^{min}$ и $[M^*]^{min}$, минимально необходимых для баланса электронной ионизации с диссоциативной рекомбинацией; здесь же приведены максимальные значения $[N_2]^{max}$ при $p = 2,67 \cdot 10^3$ Па.

$[N_2]^{max}$	$[N_2]^{min}$	$[N]^{min}$	$[O_2]^{min}$	$[O]^{min}$	$[NO]^{min}$
$1,6 \cdot 10^{17}$	10^{20}	$6 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{18}$	$8 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{16}$

$[H_2O]^{min}$	$[OH]^{min}$	$[A^3\Sigma]^{min}$	$[a^1\pi_g]^{min}$	$[a^1\Sigma]^{min}$	$[^2P]^{min}$
$2 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{18}$	$7 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{13}$	10^{13}	$5 \cdot 10^{17}$

С учетом того, что $[NO], [O] \ll [O_2] = 0,2\% [N_2]$; $[OH] \ll [H_2O] = 0,1\% [N_2]$; $[N] \ll [N_2]$; $[M^*] \ll [A]^{max}$, ни один из рассмотренных процессов не обеспечивает баланса ионизации. Сечения ионизации для $H_2O, OH, O, N_2(A^3\Sigma, a^1\pi_g, a^1\Sigma_g^+)$, отсутствующие в литературе, принимались газокинетическими. Так как получаемые при этом минимально необходимые концентрации на несколько порядков превышают возможные, такой подход правомерен. При $p = (13,3; 66,6) \cdot 10^3$ Па ионизация электронным ударом еще менее эффективна вследствие значительно меньших, чем при $p = 2,67 \cdot 10^3$ Па, абсолютных значений $f(\epsilon)$ в области порогов ионизации.

Рассматривая ассоциативную ионизацию метастабильных и колебательно-возбужденных молекул азота оценивали минимально необходимые при этом константы скорости. В качестве $[M^*]$ брались $N_2(A^3\Sigma, a^1\pi_g, a^1\Sigma_g^+)$, заселенности которых принимались равными $[A]^{max}$. Значения $[X, V]$ брались из рис. 1. Нетрудно убедиться, что для всех процессов за исключением столкновения $N_2(a^1\Sigma_g^+)$ с $N_2(X^1\Sigma, V=10)$, где $k^{min} \approx 10^{-11}$ см³/с, значения $k^{min} \approx 10^{-8}$ см³/с, что нереально высоко для

Таблица 2
Минимально необходимые концентрации $N(^4S)$ для механизма ассоциативной и ступенчатой с ридберговских состояний ионизации (см⁻³)

$p \cdot 10^{-3}$ Па	$[^4S]_0$	$[^4S]_{1,0}$	$[^4S]_{1,1}$	$[^4S]_{1,2}$	$[^4S]_{1,3}$	$[^4S]_{1,4}$	$[^4S]_{ридб}$
2,67	$3 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{19}$	$4 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{16}$
13,3	10^{18}	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{15}$	10^{19}
66,6	$5 \cdot 10^{16}$	10^{18}	$6 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{17}$	10^{16}	10^{16}	10^{20}

реакций подобного типа. Для столкновений же $N_2(a^1\Sigma_g^+)$ с $N_2(X^1\Sigma, V=10)$ константа скорости известна и составляет менее $5 \cdot 10^{-12}$ см³/с [15], что позволяет пренебречь данным процессом.

При рассмотрении ассоциативной ионизации атомов азота и азота с кислородом (см. табл. 1) принималось $[O] = [O_2]$. Расчет заселенностей уровней $N(^2P, ^2D)$ производился с использованием теоретических значений $f(\epsilon)$ в областях порогов их возбуждения из $N(^4S)$ (преобладание скорости электронного возбуждения $N(^2P, ^2D)$ из $N(^4S)$ над каскадным возбуждением, дезактивацией $N_2(A^3\Sigma)$, диссоциативной рекомбинацией N_2^+ следует из оценок). Скорость дезактивации $N(^2P, ^2D)$ рассчитывалась с учетом $N_2, N, O_2, NO, H_2O, N_e$ [5, 16—18]. В табл. 2 представлены концентрации атомов азота в основном состоянии $[^4S]$ (нумерация согласно табл. 1), минимально необходимые для баланса ассоциативной ионизации атомов с диссоциативной рекомбинацией. Здесь же представлены значения $[^4S]^{ридб}$, необходимые для механизма ступенчатой ионизации атомов азота с ридберговских состояний [13, 19]. Из сравнения данных табл. 2 с рис. 3 видно, что механизм ионизации в рассматриваемых условиях может определяться реакциями (12, 13, 14)* (см. табл. 1). Из этого следует, что при теоретическом рассмотрении ионизации азотной плазмы при средних давлениях необходим учет баланса диссоциации и $f(\epsilon)$ в сравнительно низкоэнергетичной области порогов возбуждения метастабильных атомов азота. Существенную роль в образовании электронов могут играть примеси кислорода. Участие в механизме ионизации метастабильных атомов азота, возбуждаемых электронным ударом, является причиной сверхравновесной степени ионизации при равновесной степени диссоциации, но превышении T_e над T_r .

Институт физико-химических основ
переработки минерального сырья
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
20/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

- Звягинцев А. В. и др. Безэлектродные емкостные разряды дугового типа.— ЖТФ, 1975, 14, вып. 2, 278—285.
- Рыкалин Н. Н. и др. Высокочастотный плазмотрон с внешними электродами и продольным продувом газа.— ЖТФ, 1976, 46, вып. 4, 730—736.
- Бердичевский М. Г., Марусин В. В. Исследование безэлектродного ВЧ-емкостного разряда в азоте при средних давлениях.— В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск, Наука, 1977, с. 254—269.

* Вывод работы [3] о возможности механизма ассоциативной ионизации двух колебательно-возбужденных молекул был обусловлен отсутствием конкретной информации о степени колебательно-возбужденного возбуждения $N_2(X^1\Sigma, V=34)$ при средних давлениях.

4. Бердичевский М. Г., Марусин В. В. Заселенности электронных состояний N_2 и N_2^+ в безэлектродном ВЧ-емкостном разряде в азоте при средних давлениях.— ЖПС, 1978, № 29, вып. 1.
5. Теоретическая и прикладная плазмохимия. Под ред. Полака Л. С. М., Наука, 1975.
6. Winkler R., Pfaus. Zur mikrophysikalischen Beschreibung der schwachionisierten stickstoffmoleküle plasmas.— Beitrage aus der Plasma-Physik, 1973, 5, Bd 13, 235—295; 1974, 5, Bd. 14, s. 169—182.
7. Новгородов М. З. и др. Измерения колебательной температуры в ОКГ на CO_2 — ЖТФ, 1970, 40, вып. 6, 1268—1275.
8. Елецкий А. В. и др. Явления переноса в слабоионизированной плазме. М., Атомиздат, 1975, 336 с.
9. Hsu T. D., Mc. Millen L. D. Teime Dependent Solutions for De-exitations Pates of Anharmonic Oscillators.— I. Chem. Phys., 1972, 56, N 11, 5327—5334.
10. Мнацаканян А. Х., Найдис Т. В. Зависимость распределения электронов по энергиям в молекулярном азоте от колебательной температуры и степени ионизации.— Физика плазмы, 1976, 2, вып. 1, 152—161.
11. Лягущенко Р. И., Гендлер М. Б. О распределении электронов по энергиям в низкотемпературной плазме молекулярных газов.— Физика плазмы, 1975, 1, вып. 5, 836—847.
12. Осипов А. П., Рахимов А. Т. Об одной ионизационной неустойчивости в плазме несамостоятельных разрядов.— Физика плазмы, 1977, 3, вып. 3, 644—651.
13. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М., Атомиздат, 1974, 456 с.
14. Douglas-Hamilton D. H. Recombination rate measurments in nitrogen.— I. Chem. Phys., 1973, 68, № 11, 4820—4823.
15. Полак Л. С. и др. Механизм ионизации азота в тлеющем разряде.— ТВГ, 1977, 15, № 1, 15—23.
16. Амбразевичюс А. Б. и др. Роль возбужденных состояний в гомогенной рекомбинации атомов азота. Тез. докл. 2-го Всесоюз. симпозиума по плазмохимии, т. 1. М., 1975, с. 7—11.
17. Slanger T. G., Black G. Quenching of $N(^2D)$ by N_2 and H_2O .— J. Chem. Phys., 1976, 64, № 11, 4442—4444.
18. Полак Л. С., Словецкий Д. И. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов с электронами и ассоциативная ионизация.— В кн.: Экспериментальные и теоретические исследования неравновесных физико-химических процессов, т. 1. М., 1974, с. 100—163.
19. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа, М., Наука, 1972. 416 с.
20. Соколов А. С. Автореф. канд. дис., М., 1976. 22 с.
21. Словецкий Д. И. Докт. дис. М., 1977.
22. Кондратьев В. Н. Константы скорости газофазных реакций. М., Наука, 1971. 351 с.
23. Shemansky D. E. $A^3\Sigma$ molecules in the N_2 afterglow.— I. Chem. Phys., 1976, 64, № 2, 565—580.
24. Hays G. N., Oskam H. I. Reaction rate constant for $2N_2(A^3\Sigma) \rightarrow N_2(C^3\Pi) + N_2(X^1\Sigma)$.— I. Chem. Phys., 1973, 59, № 11, 6088—6091.
25. Shemansky D. E., Broadfoot A. L. Excitation of N_2 and N_2^+ by electrons.— I. Chem. Phys., 1971, 11, № 10, 1385—1439.
26. Mitchell K. B. Fluorescence Efficiencies and Collisional Deactivation Rates for N_2 and N_2^+ Bands Exited by Soft Electrons.— I. Chem. Phys.,— 1967, v. 46, № 8, 2976—2991.
27. Годесайте Р. Д. Автореф. канд. дис. М., 1975.

А. Т. СИНИЦЫН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ЖИДКОСТИ
СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

При теплоотдаче к жидкости сверхкритического давления, когда стенка имеет сверхкритическую температуру, а ядро потока — докритическую, часто имеет место режим, характеризующийся высокими коэффициентами теплоотдачи и наличием высокочастотных колебаний (ВЧК) давления. Расчеты показывают, что в таком режиме около стенки имеется слой жидкости с малой скоростью звука. В работе [1] предложены формулы, описывающие динамические и тепловые поля первого и второго приближений в стоячей волне давления и позволяющие определить величину улучшения теплообмена в зависимости от амплитудно-частотных характеристик колебаний (АЧХК). В этой же работе показано, что наличие слоя жидкости с малой скоростью звука приводит к резкому увеличению скорости вторичных акустических вихрей и значительной интенсификации теплообмена. Тем самым установлено, что аномальное улучшение теплообмена в указанном процессе носит акустический характер. Однако проблема определения характеристик ВЧК при различных режимных параметрах не затронута и исследуется в данной работе.

Точное рассмотрение указанной задачи требует решения многомерных нелинейных уравнений, что практически невозможно. Нами сделан ряд упрощающих предположений. Полагаем, что все параметры процесса можно представить в виде

$$Z^{(i)} = Z_0^{(i)} + Z_1^{(i)},$$

где $Z_0^{(i)}$ — стационарное значение i — величины; $Z_1^{(i)}$ — переменные по времени и координате значения параметра в волне. Стационарное течение, число Маха которого мало, рассматриваем в плоском канале. Предполагаем, что частоты ВЧК столь велики, что параметры в волне $Z_1^{(i)}$ имеют большие поперечные градиенты только в непосредственной близости от стенки.

Основное упрощение поставленной задачи достигается путем перехода от двумерных дифференциальных уравнений движения, энергии и состояния к одномерным с помощью интегрирования по поперечной координате и переходе к осредненным параметрам $\bar{Z}^{(i)}$. При интегрировании допускаем

$$\overline{Z^{(i)} Z^{(j)}} \approx \bar{Z}^{(i)} \cdot \bar{Z}^{(j)},$$

что приближенно справедливо в силу предположения о слабой зависимости $Z_1^{(i)}$ от поперечной координаты на большей части ширины канала.

При составлении исходной системы уравнений ограничимся квадратичными членами по скорости \bar{U} , давлению \bar{P} и плотности $\bar{\rho}_1$ и линейными членами по энтропии \bar{S}_1 . Кроме того, в уравнении энергии пренебрегаем работой сил вязкости и давления.

Тогда основные уравнения могут быть записаны в виде уравнение состояния

$$\bar{P}_1 = C_0^2 \bar{\rho}_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_S \bar{\rho}_1^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right)_P \bar{S}_1, \quad (1)$$

уравнение энергии

$$\frac{\partial \bar{S}_1}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho_0 T_0} \frac{\partial^2 \bar{T}_1}{\partial x^2} + F_0, \quad (2)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \bar{\rho}_1}{\partial t} + (\rho_0 + \bar{\rho}_1) \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{U} \frac{\partial \bar{\rho}_1}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

уравнение движения

$$(\rho_0 + \bar{\rho}_1) \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \rho_0 \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} = - \frac{\partial \bar{P}_1}{\partial x} + \left(\mu_1 + \frac{4}{3} \mu_2 \right) \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + F_2, \quad (4)$$

где

$$F_0 = \frac{\lambda}{\rho_0 T_0 L} \left(\frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=L} - \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=0} \right), \quad (5)$$

$$F_2 = \frac{\mu_2}{L} \left(\frac{\partial U_1}{\partial y} \Big|_{y=L} - \frac{\partial U_1}{\partial y} \Big|_{y=0} \right). \quad (6)$$

В линейном приближении величину изменения энтальпии в волне можно представить в виде суммы двух членов $\bar{S}_1 = \bar{S}_{11} + \bar{S}_{12}$, первый из которых представляет собой адиабатическую составляющую, а второй определяется пульсациями теплообмена на стенке канала. В работе [2] показано, что \bar{S}_{11} имеет третий порядок малости. Предположим, что тепловые потоки столь велики, что $\bar{S}_{12} \gg \bar{S}_{11}$. Тогда из уравнения (2) легко получить соотношения, определяющие составляющие энтальпии. Приравнявая члены одного порядка малости, получим

$$\frac{\partial \bar{S}_{11}}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho_0 T_0} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S \frac{\partial^2 \bar{P}_1}{\partial x^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{S}_{12}}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho_0 T_0} \left(\frac{\partial T}{\partial S} \right)_P \frac{\partial^2 \bar{S}_{12}}{\partial x^2} + F_0. \quad (8)$$

Уравнение (7) совпадает с соответствующим уравнением для адиабатического процесса. Обозначая решение уравнения (8) через F_1 и воспользовавшись явными выражениями для термодинамических производных, получим форму уравнения состояния, не содержащую энтропии:

$$\bar{P}_1 = \rho_0 C_0^2 \left[\frac{\bar{\rho}_1}{\rho_0} + \frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{\bar{\rho}_1}{\rho_0} \right)^2 \right] - \frac{\lambda(\gamma-1)}{c_p} \frac{\partial \bar{U}_1}{\partial x} + \frac{\rho_0(k-1)}{\alpha_p} F_1. \quad (9)$$

Выражение (9) позволяет исключить давление из уравнения движения (4). Дифференцируя полученное уравнение по времени и скла-

дывая его с уравнением неразрывности, продифференцированным по x , получим основное соотношение, определяющее параметры волны:

$$\frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial t^2} - C_0^2 \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\bar{\rho}_1 \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \right) + \frac{C_0^2}{\rho_0} \frac{\partial^2 \bar{\rho}_1}{\partial x^2} - \frac{C_0^2}{\rho_0^2} (\gamma-1) \frac{\partial}{\partial t} \left(\bar{\rho}_1 \frac{\partial \bar{\rho}_1}{\partial x} \right) + \frac{b}{\rho_0} \frac{\partial^3 \bar{U}}{\partial x^2 \partial t} - \frac{k-1}{\alpha_p} \frac{\partial^2 F_1}{\partial x \partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial F_2}{\partial x}, \quad (10)$$

$$\text{где } b = \lambda \frac{\gamma-1}{c_p} + \mu_1 + 4/3 \mu_2.$$

Нахождение решения данного уравнения возможно только при наличии известной связи между пульсациями скорости и плотности в волне. Перейдем к новым переменным τ_1 и τ_2 и представим искомую функцию \bar{U}_1 в виде

$$\bar{U}_1(\tau_1, \tau_2) = U_{10}(\tau_1, \tau_2) + U_{20}(\tau_1, \tau_2) + U_{30}(\tau_1, \tau_2) + \dots, \quad (11)$$

где U_{ij} имеет порядок M_1^i .

Подставим данное разложение в уравнение (10) и объединим члены первого порядка малости $\frac{\partial^2 U_{10}}{\partial \tau_1 \partial \tau_2} = 0$, откуда следует, что $U_{10}(\tau_1, \tau_2) = U_{11}(\tau_1) + U_{12}(\tau_2)$.

Проведем аналогичные рассуждения для функции $\bar{\rho}_1$ и положим, что при вычислении нелинейных членов уравнения (10) во втором приближении можно пользоваться линейными зависимостями:

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{d \bar{\rho}_{11}}{d \tau_1} = - \frac{1}{c_0} \frac{d U_{11}}{d \tau_1}, \quad \frac{1}{\rho_0} \frac{d \bar{\rho}_{12}}{d \tau_2} = \frac{1}{C_0} \frac{d U_{12}}{d \tau_2}. \quad (12)$$

Тогда второе приближение основного уравнения приобретает вид

$$C_0 \cdot 4 \frac{\partial^2 U_{20}}{\partial \tau_1 \partial \tau_2} = - (\gamma+1) \left[\frac{d}{d \tau_1} \left(U_{11} \frac{d U_{11}}{d \tau_1} \right) - \frac{d}{d \tau_2} \left(U_{12} \frac{d U_{12}}{d \tau_2} \right) \right] - (\gamma-3) \left[U_{11} \frac{d^2 U_{12}}{d \tau_2^2} - U_{12} \frac{d^2 U_{11}}{d \tau_1^2} \right] + \frac{b \omega}{\rho_0 C_0} \left[\frac{d^3 U_{11}}{d \tau_1^3} + \frac{d^3 U_{12}}{d \tau_2^3} \right] - \frac{k-1}{\alpha_p} \left[\frac{\partial^2 F_1}{\partial \tau_1^2} - \frac{\partial^2 F_1}{\partial \tau_2^2} \right] + \frac{C_0}{\omega \rho_0} \left[\frac{\partial F_2}{\partial \tau_1} + \frac{\partial F_2}{\partial \tau_2} \right]. \quad (13)$$

Предположим, что функции U_{ij} являются ограниченными вместе со своими первообразными, первой и второй производными; функции F_1 и F_2 также ограничены и представимы в виде $F_i = F_i^1(\tau_1) + F_i^2(\tau_2)$.

При этих условиях можно доказать, что уравнение (13) равносильно трем уравнениям: двум аналогичным уравнениям для нелинейных бегущих волн:

$$- (\gamma+1) U_{11} \frac{d U_{11}}{d \tau_1} + \frac{b \omega}{\rho_0 C_0} \frac{d^2 U_{11}}{d \tau_1^2} - \frac{k-1}{\alpha_p} \frac{d F_1^1}{d \tau_1} + \frac{C_0}{\omega \rho_0} F_2^1 = 0 \quad (14)$$

и уравнению для членов второго порядка, учитывающему взаимодействие бегущих волн:

$$\frac{\partial^2 U_{20}}{\partial \tau_1 \partial \tau_2} = - \frac{\gamma-3}{4 C_0} \left(U_{11} \frac{d^2 U_{12}}{d \tau_2^2} - U_{12} \frac{d^2 U_{11}}{d \tau_1^2} \right). \quad (15)$$

Будем искать решения уравнений вида (14), ограниченные и периодические во всем диапазоне изменения параметров τ_1 и τ_2 . Физически это равносильно нахождению стоячей волны постоянной амплитуды в канале бесконечной длины. Тогда функции U_{ij} представимы в виде рядов Фурье с нулевыми свободными членами, что обеспечит выполнение условий, наложенных на них ранее. Отметим, что уравнение (14) есть видоизмененное уравнение Бюргера для бегущей волны неизменной амплитуды, вызываемой нестационарным теплообменом.

Функции F_1 и F_2 характеризуют тепловое и динамическое взаимодействие жидкости со стенкой и могут быть определены из формул, описывающих двумерные нестационарные поля скоростей и температур в звуковой волне. Необходимые выражения, учитывающие наличие пристеночного слоя жидкости с малой скоростью звука, получены в работе [1].

Их подстановка в формулу (6) приводит к выражению, справедливому для одиночной бегущей волны единичной амплитуды:

$$\frac{1}{\omega_0^2} F_{2n}^1 = -A_{20} (1+i) \sqrt{n} e^{in\tau_1}, \quad (16)$$

где $A_{20} = \frac{1}{2\beta_{10}}$.

Вычисление функций F_0 и F_1 может быть произведено для конкретной зависимости стационарной температуры T_0 от поперечной координаты. Интегралы, входящие в выражение для нестационарной температуры T_1 , предлагаемые в работе [1], могут быть взяты в конечном виде для профиля:

$$\frac{dT_0}{dy} = \begin{cases} 0, & L \geq y > \delta_1, \\ \frac{\Delta T_0}{\delta_1}, & \delta_1 \geq y \geq 0. \end{cases} \quad (17)$$

При этом величину δ_1 следует полагать малой, порядка толщины ламинарного подслоя. Формулы (5) и (8) позволяют получить явное выражение вынуждающей силы по известной зависимости $T_0(y)$:

$$\frac{k-1}{\alpha_p C_0} F_{1n}^1 = -A_{10} \frac{1}{\sqrt{n}} [\theta_1(\varphi_n) + i\theta_2(\varphi_n)] \cdot e^{in\tau_1}, \quad (18)$$

где $A_{10} = \frac{1}{2} \frac{k-1}{\alpha_p} \cdot \frac{C_p}{T_0} \cdot \frac{1}{C_0^2} \frac{\Delta T_0}{\beta_{10}} \frac{\gamma_3/\gamma_1}{1+\gamma_3/\gamma_1}$;

$$\begin{aligned} \theta_1(\varphi) &= -\frac{1+z_0}{\varphi} e^{-\varphi} \sin \varphi + z_0 e^{-\varphi} (\cos \varphi - \sin \varphi) + \\ &+ \frac{1}{\varphi(1+1/\sqrt{\text{Pr}})} e^{-(1+1/\sqrt{\text{Pr}})\varphi} \sin(1+1/\sqrt{\text{Pr}})\varphi; \\ \theta_2(\varphi) &= \frac{1+z_0}{\varphi} (1-e^{-\varphi} \cos \varphi) - Z_0 e^{-\varphi} (\cos \varphi + \sin \varphi) - \\ &- \frac{1}{\varphi(1+1/\sqrt{\text{Pr}})} (1-e^{-(1+1/\sqrt{\text{Pr}})\varphi} \cos(1+1/\sqrt{\text{Pr}})\varphi). \end{aligned}$$

Параметр φ_n представляет собой отношение толщины δ_1 , характеризующей стационарный тепловой пограничный слой и зависящей от скорости сносящего потока U_0 , к толщине акустического пограничного слоя, определяемой как $1/\gamma_1 \sqrt{n}$ и зависящей от частоты. Тем самым величина φ_n определяет связь между скоростью течения жидкости в канале и частотой возникающих ВЧК.

Параметр $Z_0 = (1/\bar{C}^2 - 1)/\sqrt{\text{Pr}}$ отличен от нуля только при наличии пристеночного слоя жидкости с малой скоростью звука и характеризует величину минимума скорости звука.

Решение основного уравнения (14), приведенного к безразмерному виду, будем искать в виде гармонического ряда

$$M_{11} = \text{Re} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} h_n e^{in\tau_1} \right\}. \quad (19)$$

В этом случае функции, определяющие взаимодействия волны со стенкой, запишутся в виде

$$F_1^1 = \sum_{n=1}^{\infty} F_{1n}^1 h_n, \quad F_2^1 = \sum_{n=1}^{\infty} F_{2n}^1 h_n. \quad (20)$$

Подстановка выражений (19) и (20) в основное уравнение и объединение членов одной частоты приводит к однородной системе нелинейных алгебраических уравнений относительно h_n

$$\frac{\gamma \pm 1}{2} Q_n = \left\{ A_{30} in + A_{10} \frac{1}{\sqrt{n}} [\theta_1(\varphi_n) + i\theta_2(\varphi_n)] - A_{20} \frac{1-i}{\sqrt{n}} \right\} h_n, \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} Q_{2p-1} &= \sum_{j+k=2p-1} h_j h_k + \sum_{m-l=2p-1} h_m h_l^*, \\ Q_{2p} &= \sum_{\substack{j+k=2p \\ j \neq k}} h_j h_k + h_p^2/2 + \sum_{m-l=2p} h_m h_l^*. \end{aligned}$$

Расчеты показывают, что $A_{30} \ll A_{20}$, т. е. потери энергии в волне за счет трения в объеме жидкости много меньше потерь при трении о стенки канала.

Рассмотрим случай теплоотдающей поверхности ($\Delta T_0 < 0$) и обозначим $\kappa_0 = A_{10}/A_{20}$, тогда получим окончательную систему:

$$Q_n = C_n h_n \quad n=1 \div N, \quad (22)$$

где

$$C_n = \frac{\delta_1}{\gamma \pm 1} [-(1 + \kappa_0 \theta_1(\varphi_n)) + i(1 - \kappa_0 \theta_2(\varphi_n))] \cdot \frac{\sqrt{\text{Pr}}}{\varphi_n}.$$

Система (22) с произвольными коэффициентами имеет нулевое решение. Основная задача — нахождение условий, накладываемых на C_n , необходимых для существования нетривиального решения. Данную проблему удалось решить в конечном виде лишь для случая $N=3$. Переходя к значениям модулей комплексных амплитуд и последовательно исключая их из уравнений, можно получить искомое условие существования ненулевого решения

$$\begin{aligned} |C_3|^2 \text{Im}\{C_1 C_2\} [\text{Im}\{C_2 C_3^*\} - 2\text{Im}\{C_2 C_3\}] - |C_2|^2 [\text{Im}\{C_1 C_3\}]^2 - \\ - 4\text{Im}\{C_1 C_3\} \text{Im}\{C_2 C_3\} \text{Re}\{C_1 C_2\} - 4|C_1|^2 [\text{Im}\{C_2 C_3\}]^2 = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Так как величины C_n — известные функции $\varphi_n = \varphi_1 \sqrt{n}$, то выражение (23) является уравнением относительно φ_1 . Тем самым оно определяет значения допустимых частот колебаний в зависимости от толщины ламинарного подслоя, т. е. скорости сносящего потока.

Известные величины φ_1 позволяют определить значения амплитуд первых трех гармоник ВЧК по формулам

$$\begin{aligned} |h_1|^2 &= 2|C_3|^2 \text{Im}\{C_1 C_2\} / [-\text{Im}\{C_1 C_3\} + 2\text{Im}\{C_1 C_3^*\}], \\ |h_2|^2 &= |C_3|^2 \text{Im}\{C_1 C_2\} / [-2\text{Im}\{C_2 C_3\} + \text{Im}\{C_2 C_3^*\}], \\ |h_3|^2 &= |h_1|^2 |h_2|^2 / |C_3|^2. \end{aligned} \quad (24)$$

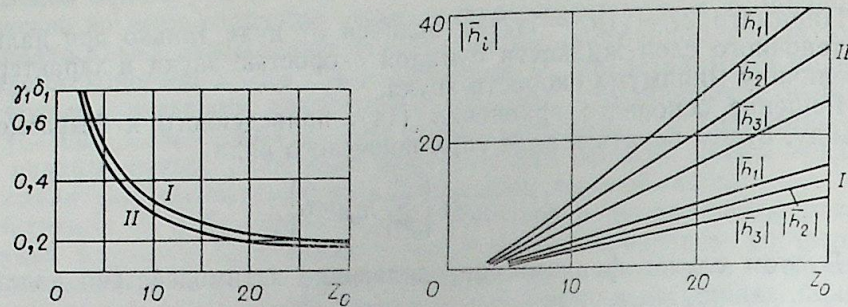


Рис. 1. Зависимость частоты колебаний давления от относительной скорости звука в ламинарном подслое.

Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний давления от относительной скорости звука в ламинарном подслое.

Вычисления, проведенные для случая $\kappa_0=1$, показывают, что уравнение (23) имеет два близких корня. На рис. 1, 2 изображены результаты расчетов толщины акустического слоя и приведенной амплитуды колебаний $|\bar{h}_i| = (\gamma+1)|h_i|/\delta_1$ в зависимости от параметра Z_0 , определяемого величиной падения скорости звука у стенки. Отметим, что в большинстве известных из литературы экспериментов [3—8], а также в опытах, проведенных автором, отмечено падение амплитуды колебаний с их частотой.

Опытным путем установлено, что минимальная частота ВЧК в рассматриваемом режиме теплообмена растет с увеличением скорости сносящего потока. Аналогичный вывод следует из теории. На рис. 1 видно, что отношение толщины ламинарного подслоя и акустического слоя асимптотически стремится к постоянной величине

$$\min \{ \sqrt{\omega_0/2a_{00} \cdot \delta_1} \} \simeq 0,16. \quad (25)$$

Возрастание числа Рейнольдса приводит к уменьшению толщины δ_1 и, в соответствии с выражением (25), к росту частоты ω_0 . Формулы (23), (24) дают не только качественное, но и количественное совпадение с экспериментом. Результаты обработки опытов, проведенных на *n*-гексане, диэтиловом эфире и толуоле, и сравнение их с теорией представлены на рис. 3, 4.

Теоретические кривые на рассматриваемых графиках соответствуют первой гармонике корня φ_1 и третьей гармонике корня φ_2 и построены для значения $\kappa_0=1$. Указанные кривые имеют максимальные амплитуды среди гармоник, отвечающих корням уравнения (23).

Опытные точки на рис. 3, 4 охватывают диапазон массовых скоростей $\rho U (0,25 \div 2) \cdot 10^4$ кг/м²с, приведенных давлений $\bar{P}=1,5 \div 4$, приведенных температур стенки $\bar{T}=0,9 \div 1,5$ и соответствуют частотам $1 \div 40$ кГц и амплитудам $(1 \div 50) \cdot 10^5$ Н/м². При обработке эксперимента учитывалась переменность скорости звука по сечению канала путем введения модифицированных параметров \bar{Z}_0 и $\bar{\kappa}_0$, определяемых из соотношений:

$$\bar{Z}_0 = \int_{\bar{T}_{00}}^{\bar{T}_{01}} (1/\bar{c}^2 - 1) d\bar{T},$$

$$\bar{\kappa}_0 = T_{кр}/\Delta T_0 \cdot \kappa_0.$$

Все опытные данные по частотам ВЧК, как свидетельствует рис. 3, лежат внутри полосы допустимых значений, определенной теоретически. Однако амплитуды колебаний, наблюдавшиеся в экспериментах,

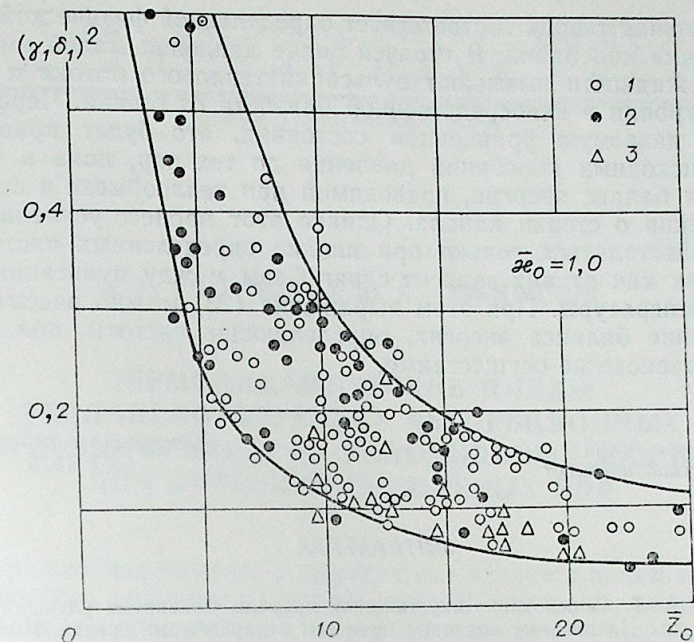


Рис. 3. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов по определению частот ВЧК. 1 — *n*-гексан, 2 — эфир, 3 — толуол.

оказались больше предсказываемых теоретически в 2,25 раза в среднем. С учетом указанной поправки опытные результаты нанесены на рис. 4, откуда видно, что они также лежат внутри диапазона предсказанного теоретически. Тем самым подтверждается зависимость амплитуд и частот колебаний давления от акустического параметра \bar{Z}_0 , т. е. величины падения скорости звука в непосредственной близости от стенки.

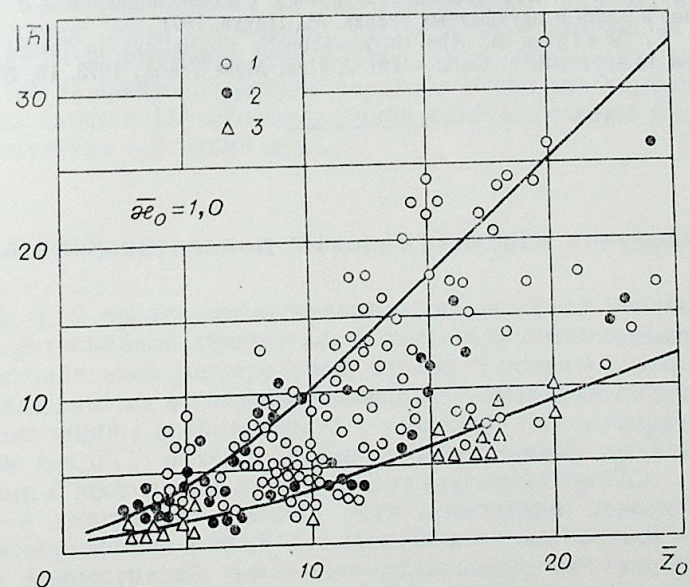


Рис. 4. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов по определению амплитуд ВЧК. Обозначения те же, что и на рис. 3.

Изложенная теория соответствует определенной физической картине возникновения колебаний. В стоячей волне давления малой амплитуды колебания жидкости вызывают пульсации теплового потока и соответственно энтропии в непосредственной близости от стенки. Через обратную связь, даваемую уравнением состояния, это будет приводить к усилению исходных колебаний давления до тех пор, пока в волне не установится баланс энергии, подводимой при теплообмене и отводимой за счет трения о стенки канала. Однако этот процесс усиления волны может осуществляться только при вполне определенных частотах колебаний, так как от них зависит сдвиг фазы между пульсациями давления и температуры. При этом выражение (23) можно рассматривать как уравнение баланса энергии, определяющее частоты, при которых указанное равновесие осуществимо.

Ленинградский
механический институт

Поступила в редакцию
30/X 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Синицын А. Т. Обоснование акустической природы механизма улучшения теплообмена.— В кн.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск, 1977.
2. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., Наука, 1975.
3. Каплан Ш. Г., Толчинская Р. Е. Особенности теплообмена и гидравлического сопротивления в условиях вынужденного движения жидкости при сверхкритических давлениях.— ИФЖ, 1971, 21, № 2.
4. Каплан Ш. Г., Толчинская Р. Е. О диссипации энергии при теплообмене с турбулентным потоком жидкости в условиях околокритических давлений.— ТВТ, 1974, 12, № 6.
5. Хайнес В. С., Вольф Г. Пульсации давления при теплоотдаче к жидким углеводородам при сверхкритических давлениях и температурах.— Ракетная техника, 1962, № 3.
6. Кафенгауз Н. Л., Федоров М. И. О взаимосвязи температуры охлаждаемой поверхности и частоты автоколебаний давления при теплообмене с турбулентным потоком жидкости.— ИФЖ, 1968, 15, № 3.
7. Малкина Л. И. и др. Теплоотдача к воде с псевдокипением.— В кн.: Тепло-массоперенос в одно- и двухфазных средах. М., Наука, 1971.
8. Stewart E., Watson A. The thermo-acoustic oscillations in forced convection heat transfer to supercritical water.— Int. J. Heat Mass Trans., 1973, 16, N 2.

УДК 621.575 : 536.7

Л. М. РОЗЕНФЕЛЬД, Ю. В. КУЗЬМИЦКИЙ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ТЕПЛОИСПОЛЬЗУЮЩИХ АБСОРБЦИОННЫХ БРОМИСТОЛИТИЕВЫХ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН ДЛЯ ОПРЕСНЕНИЯ СОЛЕННЫХ ВОД

Вымораживание соленых и морских вод является одним из перспективных способов получения пресной воды. В частности, вакуумное вымораживание с поглощением паров из испарителя-кристаллизатора крепким раствором бромистого лития, осуществленное на базе холодильного агрегата крупной производительности, может быть экономически достаточно приемлемым методом опреснения. В работе рассматривается опреснительная вымораживающая установка с абсорбционной бромистолитиевой холодильной машиной и анализируются ее циклы в энтропийной диаграмме раствора LiBr. Естественно принять в данном случае исходным сырьем для получения пресной воды слабый раствор бромистого лития, что принципиально не меняет существа дела. При наличии энтропийной диаграммы природного соленого источника с нанесенной линией кристаллизации воды, выполненной в одном и том же масштабе с диаграммой раствора LiBr, термодинамический анализ и тепловой расчет циклов можно производить в указанных графически совмещенных диаграммах, так же как и в диаграмме для раствора LiBr по рассмотренной ниже методике. Так как опреснительный процесс осуществляется в интервале температур ниже 0°C, $s-t$ диаграмма раствора LiBr графически экстраполирована в область температур ниже 0°C и по данным [1] нанесены линии кристаллизации воды из раствора и изменения состояния льда.

ЦИКЛ ОПРЕСНИТЕЛЬНОЙ ВЫМОРАЖИВАЮЩЕЙ УСТАНОВКИ

На рис. 1, 2 представлена принципиальная схема установки и ее процессы в энтропийной диаграмме. В схеме исходный раствор концентрации ξ_m с начальной температурой, равной температуре окружающей среды t_m , охлаждается в теплообменниках XI обратными потоками пресной воды состояния f и концентрата 1 в пределе до температуры кристаллизации $t_d < 0^\circ\text{C}$. Затем раствор дросселируется до давления P_0 и в состоянии d поступает в испаритель-кристаллизатор IX.

В $s-t$ диаграмме процесс дросселирования переохлажденной жидкости изображается точкой d , а теплообмен трех потоков — линиями постоянных концентраций: $(m-d)$ — охлаждение прямого потока раствора при $\xi_m = \text{const}$; $(1-n)$ и $(f-2)$ — подогрев концентрата при $\xi_n = \text{const}$ и пресной воды при $\xi = \text{const}$. В испарителе-кристаллизаторе раствор кипит при постоянных общей концентрации ξ_m и давлении P_0

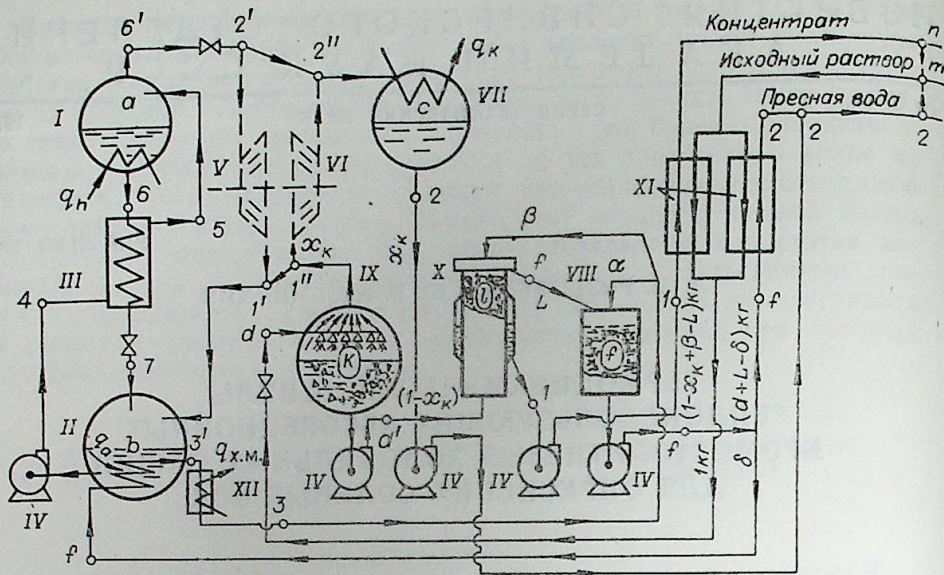


Рис. 1. Опреснительная вымораживающая установка с абсорбционной бромистолитиевой холодильной машиной.

I — генератор; II — абсорбер; III — регенеративный теплообменник; IV — насос; V — турбина; VI — компрессор; VII — конденсатор; VIII — плавитель; IX — испаритель-кристаллизатор; X — промывочная колонка; XI — основные теплообменники; XII — испаритель вспомогательной холодильной машины.

в адиабатных условиях в области температур ниже кривой кристаллизации $f-d-1$ (см. рис. 2) за счет непрерывного отвода пара. Кипение сопровождается понижением температуры раствора до t_0 и выделением в конце процесса твердой фазы — пресного льда состояния l .

Концентрация остаточного раствора в результате комбинированного выделения части пресной фракции в виде паровой $1''$ и твердой l фаз возрастает до значения ξ_n в состоянии 1 . Пар $1''$, покидающий испаритель-кристаллизатор, равновесен гетерогенной фазе состояния d' . Последняя отводится насосом IV в сепарационную колонку X, откуда выделенный и промытый лед направляется в плавитель VIII, а концентрат l через теплообменник XI — на сброс. Пар $1''$ из испарителя-кристаллизатора поглощается крепким раствором LiBr состояния 7 в абсорбере II. Выделенный из слабого раствора 5 в генераторе I при давлении P_g , пар состояния b' дросселируется до давления в конденсаторе P_k и в состоянии $2'$ конденсируется в процессе $2'-c-2$. Промытый лед плавится потоком пресной воды в процессе $2'-c-2$. Процессы подогрева и плавления льда изображаются в $s-t$ диаграмме соответственно линией $l-f$ и точкой f . Из плавителя продукционная часть расплава после теплообменника XI присоединяется к конденсату состояния 2 и отводится потребителю, а концентрат, восприняв тепло прямого потока в процессе $(1-n)$, поступает на выброс.

Таким образом, в опреснительной установке реализуется разомкнутый цикл, описываемый структурной формулой

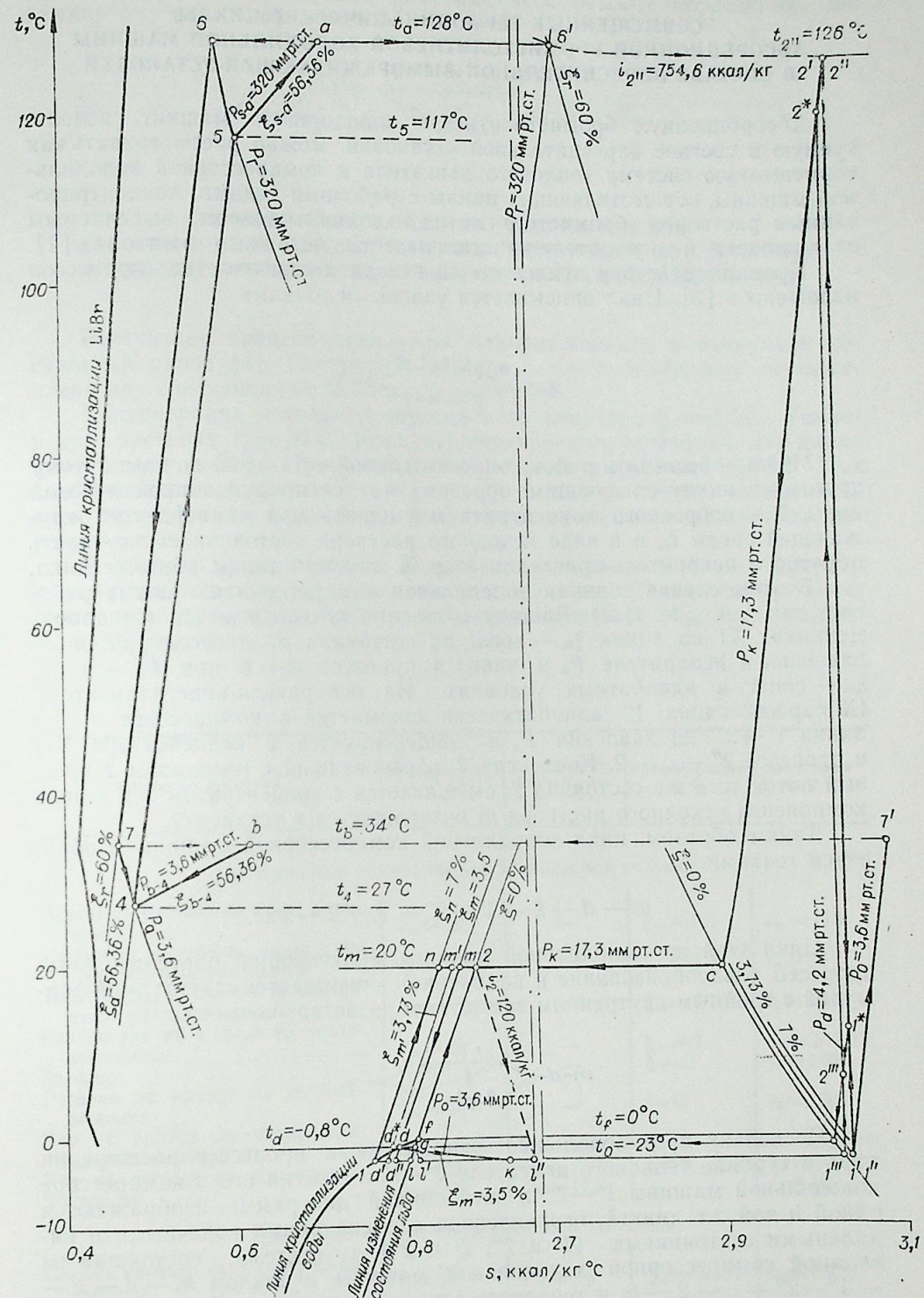
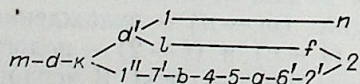
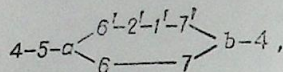


Рис. 2. Теоретические циклы абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины, работающей в режиме опреснения в интервале температур t_0 и t_m .

**СОВМЕЩЕННЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ
АБСОРБЦИОННОЙ БРОМИСТОЛИТИЕВОЙ ХОЛОДИЛЬНОЙ МАШИНЫ
В СОСТАВЕ ОПРЕСНИТЕЛЬНОЙ ВЫМОРАЖИВАЮЩЕЙ УСТАНОВКИ**

Абсорбционную бромистолитиевую холодильную машину, используемую в составе опреснительной установки, можно рассматривать как совмещенную систему теплового двигателя и компрессорной холодильной машины, осуществляющих циклы с рабочими телами: концентрированным раствором бромистого лития и водяным паром, выделяемым из кипящего в испарителе-кристаллизаторе исходного раствора [2].

Принцип действия теплового двигателя и описание его процессов изложены в [3]. Цикл описывается узловыми точками



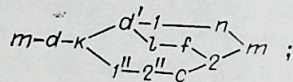
Можно обеспечить работу опреснительной установки по замкнутому круговому циклу следующим образом: потоки продукционной пресной воды 2 и отбросного концентрата n смешать при температуре окружающей среды t_m и в виде исходного раствора состояния m направить обратно в испаритель-кристаллизатор X, замкнув таким образом цикл.

В этом случае водяная холодильная компрессорная машина работает так (см. рис. 1, 2). Раствор состояния m охлаждается в теплообменниках XI по линии $\xi_m = \text{const}$ до состояния d , дросселируется до давления в испарителе P_0 и кипит в процессе $d-k$ при $P_0 = \text{const}$, $\xi_m = \text{const}$ в адиабатных условиях. Из испарителя-кристаллизатора IX пар состояния $1''$ адиабатически сжимается в компрессоре VI по линии $1''-2''$ до давления P_k и конденсируется в конденсаторе VII в процессе $2''-c-2$. Конденсат 2, образовавшийся с расплавом 2 пресный поток того же состояния 2, смешивается с концентратом n и в виде компонента исходного раствора m возвращается в установку.

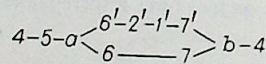
Таким образом, цикл холодильной компрессорной машины изображается точками:

$$m - d - k - 1'' - 2'' - c - 2 - m.$$

Цикл этой же холодильной машины, включающий опреснительные процессы (льдообразование и плавление), описывается структурной формулой с тройным внутренним замкнутым разветвлением

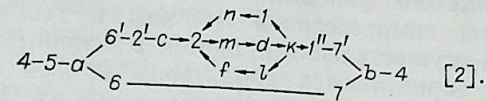


Поскольку противоположно направленные процессы расширения пара в турбине теплового двигателя $2'-1'$ и сжатия его в компрессоре холодильной машины $1''-2''$ в энтропийной диаграмме изображаются одной и той же линией, ограниченной совпадающими конечными и начальными состояниями ($1'$ и $1''$, $2'$ и $2''$), то система, состоящая из водяной компрессорной холодильной машины с циклом $m-d-k-1''-2''-c-2-m$ и теплового двигателя с циклом



термодинамически эквивалентна системе абсорбционной бромистолитиевой

холодильной машины, работающей в режиме опреснения по замкнутому круговому процессу.



**ПРИМЕР РАСЧЕТА ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ
АБСОРБЦИОННОЙ БРОМИСТОЛИТИЕВОЙ ХОЛОДИЛЬНОЙ МАШИНЫ
В РЕЖИМЕ ОПРЕСНИТЕЛЬНОЙ ВЫМОРАЖИВАЮЩЕЙ УСТАНОВКИ**

Рассчитаем процесс опреснения вымораживанием в вакууме с абсорбцией паров [4]. Построение циклов в $s-t$ диаграмме осуществлено при следующих начальных данных:

Концентрация исходного опресняемого раствора $\xi_m = 3,5\%$. Температура раствора $t_m = 20^\circ\text{C}$. Концентрация крепкого раствора LiBr в цикле двигателя $\xi_r = 60\%$. Принимаем коэффициент извлечения $\tau = 0,5$. Под коэффициентом извлечения $\tau = 1 - \xi_m/\xi_n$ в нашем случае понимается доля пресной воды (лед+пар), полученная из единицы массы исходного раствора.

В расчете предполагается полная сепарация льда от концентрата и отсутствие потерь от неполноты теплообмена. Параметры узловых точек, найденные в $s-t$ диаграмме, сведены в табл. 1, циклы изображены на рис. 2.

Таблица 1

Состояние вещества	Температура, t°, C	Упругость пара P , мм рт. ст.	Концентрация ξ , %	Энтальпия i , ккал/кг
--------------------	----------------------------------	---------------------------------	------------------------	-------------------------

Цикл водяной компрессорной холодильной машины

Исходный раствор на входе в теплообменник	$t_m = 20$	—	$\xi_m = 3,5$	$i_m = 115$
Исходный раствор на входе в испаритель-кристаллизатор	$t_d = -0,8$	—	$\xi_m = 3,5$	$i_d = 95$
Концентрат на выходе из испарителя-кристаллизатора	$t_0 = -2,3$	—	$\xi_n = 7$	$i_1 = 88,46$
Концентрат на выходе из теплообменника	$t_m = 20$	—	$\xi_n = 7$	$i_n = 109,82$
Расплав	$t_f = 0$	—	$\xi = C$	$i_f = 100$
Расплав на выходе из теплообменника	$t_m = 20$	—	$\xi = 0$	$i_2 = 120$
Пар на выходе из испарителя-кристаллизатора	$t_d = -2,3$	$P_0 = 3,6$	$\xi = 0$	$i_{1r} = 697,38$
Пар на выходе из компрессора	$t_{2r} = 126$	$P_k = 17,3$	$\xi = 0$	$i_{2r} = 754,60$
Конденсат	$t_m = 20$	$P_k = 17,3$		$i_2 = 120$

Цикл бромистолитиевого теплового двигателя

Слабый раствор на выходе из абсорбера	$t_4 = 27$	$P_a = 3,6$	$\xi_a = 56,36$	$i_4 = 56,70$
Слабый раствор в начале кипения в генераторе	$t_5 = 117$	$P_c = 320$	$\xi_a = 56,36$	$i_5 = 102,24$
Пар на выходе из генератора	$t_a = 128$	$P_c = 320$	$\xi = 0$	$i_6 = 754,60$
Крепкий раствор на выходе из генератора	$t_a = 128$	$P_c = 320$	$\xi_r = 60$	$i_6 = 105,80$
Крепкий раствор на входе в абсорбер	$t_7 = 32$	$P_a = 3,6$	$\xi_r = 60$	$i_7 = 57,90$

ЦИКЛ ВОДЯНОЙ КОМПРЕССОРНОЙ ХОЛОДИЛЬНОЙ МАШИНЫ

Значение параметров узловых точек и особенности сопряжения циклов холодильной компрессорной машины и теплового двигателя зависят от условий осуществления процесса в испарителе-кристаллизаторе. Эти условия определяются характером кривой кристаллизации и принятыми значениями концентрации исходного раствора ξ_m и коэффициента извлечения τ . При $\xi_m=3,5\%$ и $\tau=0,5$ концентрация отбросного раствора составит $\xi_n=7\%$. Пересечением линий постоянных концентраций $\xi_m=3,5\%$ и $\xi_n=7\%$ с кривой кристаллизации воды $f-d-1$ в точках d и 1 в $s-t$ диаграмме, найдем температуру $t_d=-0,8^\circ\text{C}$, энтальпию $i_d=95$ ккал/кг начала и температуру $t_0=-2,3^\circ\text{C}$ конца процесса кипения раствора. В испарителе-кристаллизаторе происходит процесс кипения при постоянных давлении P_0 и общей концентрации $\xi_m=3,5\%$ в адиабатных условиях, в результате которого конечное общее состояние раствора (точка k), оказывается в области влажного пара под кривой кристаллизации. В состоянии k раствор представляет собой равновесную систему из двух фаз: гетерогенной d' (концентрат 1 +лед l) и паровой $1''$. В $s-t$ диаграмме состояние льда l определено пересечением изотермы $t_0=-2,3^\circ\text{C}$, проведенной через точку 1 , с линией изменения состояния льда $f-l$. Положение точек d' , k и $1''$, характеризующих состояние сосуществующих фаз в конце процесса кипения раствора, сразу непосредственно в $s-t$ диаграмме определены быть не могут, так как известна пока только одна координата их существования — температура t_0 . Сначала определим весовые доли концентрата N , льда L и пара x_k , образующиеся в конце процесса $d-k$. Из уравнений материального баланса и баланса по LiBr испарителя-кристаллизатора, отнесенных к 1 кг исходного раствора, при условии отсутствия LiBr во льду и паре, найдем:

$$N = \xi_m / \xi_n; \quad (1)$$

$$L = 1 - \xi_m / \xi_n - x_k. \quad (2)$$

Доля пара x_k в данном случае есть степень сухости пара в конце процесса адиабатного кипения раствора при $P_0 = \text{const}$, $\xi_m = \text{const}$. Энтальпию влажного пара в конце процесса $d-k$ определим из выражения:

$$i_k = (1 - x_k) i_{d'} + x_k i_{1''}. \quad (3)$$

Энтальпию массы гетерогенной фазы $(1 - x_k) i_{d'}$ найдем из уравнения смешения масс концентрата 1 и пресного льда l на изотерме смешения t_0 . С учетом (1), (2) имеем

$$(1 - x_k) i_{d'} = \frac{\xi_m}{\xi_n} i_1 + \left(1 - \frac{\xi_m}{\xi_n} - x_k\right) i_l. \quad (4)$$

В (3) и (4) $i_{d'}$ и $i_{1''}$, i_1 и i_l — удельные энтальпии равновесных фаз соответственно: гетерогенной d' и паровой $1''$, концентрата 1 и пресного льда l .

Рассмотрим адиабатный $d-k$ переход раствора. Предварительно охлажденный в теплообменниках XI до температуры кристаллизации t_d и обладающий соответствующей упругостью пара P_d , исходный раствор дросселируется в состоянии d . Непосредственно после дросселирования переохлажденного раствора в форсунках испарителя-кристаллизатора последний оказывается в неравновесном состоянии по отношению к давлению P_0 в аппарате. Поскольку $P_d > P_0$, то под воздействием движущей силы $\Delta P = P_d - P_0$ возникает и развивается процесс кипения раствора, сопровождающийся понижением его температуры до t_0 и выделением пресного льда. При достижении температуры t_0 , упругость пара

над гетерогенной фазой d' становится равной давлению P_0 , поддерживаемому в аппарате, и кипение данной порции исходного раствора прекращается. Непрерывность кипения в испарителе-кристаллизаторе обеспечивается поддержанием постоянного значения величины движущей силы ΔP на уровне температуры кристаллизации величины движущей прерывном подводе свежего раствора и отводе раствора t_d при не-Охлаждение для этой цели раствора до температуры кристаллизации t_d , в теплообменниках XI и далее в процессе адиабатного кипения $d-k$ траты работы, развиваемой в холодильном цикле $m-d-k-1''-2''-1'$ в количестве x_k кг при кипении раствора. Цикл осуществляется в интервале температур: нижней температуры кипения $t_0 = -2,30^\circ\text{C}$ и окружающей среды $t_m = 20^\circ\text{C}$.

Таким образом, движущая сила ΔP , созданная на температурном уровне кристаллизации, используется для осуществления кипения рабочего тела в процессе $d-k$, за счет чего конечная масса гетерогенной фазы $(1 - x_k)$ кг охлаждается тоже в процессе $d-k$. Рассмотрим разность энтальпий начала и конца процесса кипения $d-k$ (рис. 3). С учетом (3) имеем:

$$\begin{aligned} i_d - i_k &= i_d [(1 - x_k) i_{d'} + x_k i_{1''}] - (1 - x_k) i_{d'} - x_k i_{1''} = (1 - x_k) i_{d'} - x_k i_{1''} - \\ &= (1 - x_k) (i_{d'} - i_{d'}) - x_k (i_{1''} - i_g) = (1 - x_k) (i_{d'} - i_{d'}) - \\ &- x_k (i_{1''} - i_l) = (1 - x_k) (i_{d'} - i_{d'}) - x_k (i_{1''} - i_l) + x_k (i_{1''} - i_{1'}) \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $i_d = (1 - x_k) i_{d'} + x_k i_g$ — энтальпия исходного опресняемого раствора при температуре кристаллизации t_d определяется из уравнения смешения масс $(1 - x_k)$ кг раствора состояния d^* и x_k кг конденсата состояния g ; $i_g = i_{1'} = i - \text{const}$ в процессе дросселирования. Ввиду того, что в области низких температур и давлений в паровой части $s-t$ диаграммы линии $i - \text{const}$ и $t - \text{const}$ совпадают, $i_{1''} = i_{1'} = i - \text{const}$. По-

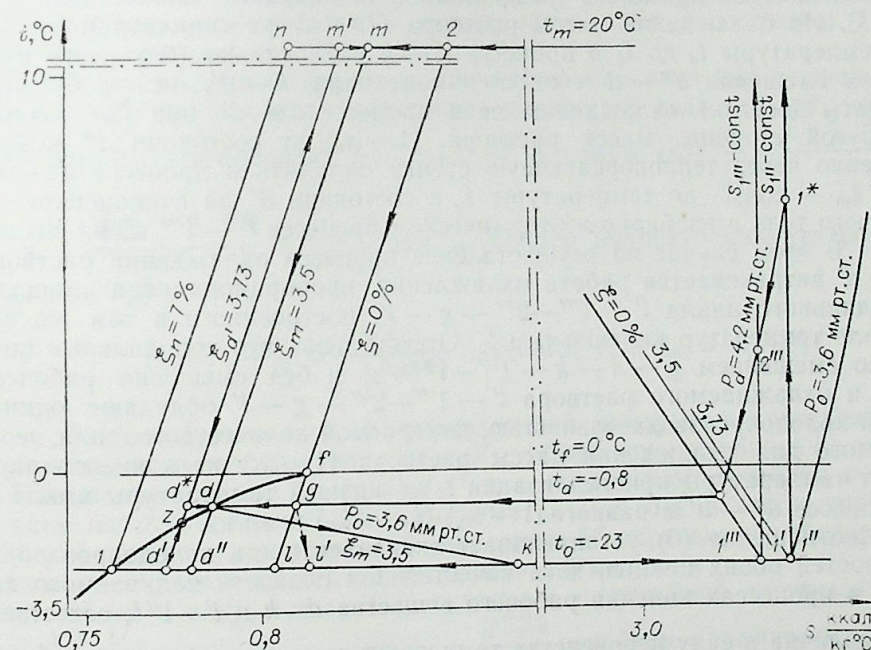


Рис. 3. Циклы водяной компрессорной холодильной машины со смешением и без смешения рабочего вещества и охлаждаемого раствора в интервале температур разделения t_d и t_0 .

этому последний член уравнения (5) равен нулю. В силу адиабатности процесса $d-k$ $i_d = i_k$, тогда из (5) следует

$$(1 - x_k)(i_{d^*} - i_{d'}) = x_k(i_{1'''} - i_{l'}) \quad (6)$$

Для уяснения смысла уравнения (6) допустим, что в основных теплообменниках XI охлажден до температуры кристаллизации t_d не 1 кг исходного раствора концентрации $\xi_m = 3,5\%$, а $(1 - x_k)$ кг раствора искомой концентрации $\xi_{m'}$ в процессе $m'-d^*$. Чтобы из состояния d^* массой $(1 - x_k)$ кг раствора охладить до температуры t_0 путем непосредственного контактного испарения рабочего тела — водяного пара в количестве x_k кг необходимо: 1) смешать при температуре t_d массы $(1 - x_k)$ кг раствора состояния d^* и x_k кг водяного пара состояния g с образованием 1 кг смеси состояния d начальной концентрации ξ_m ; 2) в составе смеси d охладить $(1 - x_k)$ кг раствора до температуры t_0 в процессе $d-k$ за счет непосредственного выкипания из смеси пара в количестве x_k кг; 3) из конечного общего состояния смеси k при температуре t_0 выделить гетерогенную фазу массой $(1 - x_k)$ кг состояния d' в процессе $k-d'$.

Таким образом, для перехода с уровня кристаллизации t_d на низший температурный уровень цикла t_0 в адиабатно-изобарном процессе $d-k$ непосредственного испарения рабочего тела в количестве x_k кг масса раствора $(1 - x_k)$ кг должна претерпеть сложный процесс $d^* - d - k - d'$, включающий процессы смешения $d^* - d$, охлаждения $d - k$ и отделения от пара $k - d'$. При этом пар, отделившийся от жидкости в количестве x_k в процессе $k - 1''$ (предполагается, что пар отделяется от жидкости в конце процесса кипения $d - k$), должен вернуться в исходное перед смешением состояние g , совершив работу в цикле $g - d - k - 1'' - 1^* - g$ в интервале температур кипения t_d и t_0 .

Назначение процессов указанного холодильного цикла видно из рис. 3. Но охлаждение массы раствора $(1 - x_k)$ кг концентрации $\xi_{m'}$ от температуры t_d до t_0 в процессе $d - k$ равносильно (без учета процессов смешения $d^* - d$ и отделения от пара $k - d'$, не требующих затраты энергии) охлаждению ее в процессе $d^* - d'$ при $\xi_{m'} = \text{const}$. С другой стороны, массу раствора $(1 - x_k)$ кг состояния d^* можно косвенно через теплопередающую стенку охладить в процессе $d^* - d'$ при $\xi_{m'} = \text{const}$ до температуры t_0 в состоянии d' за счет испарения рабочего тела в изобарно-изотермическом процессе $l' - 1'''$ в количестве x_k кг. В этом случае на осуществление процесса охлаждения раствора $d^* - d'$ затрачивается работа охлаждения, пропорциональная площади холодильного цикла $l' - 1''' - 2''' - g - l'$, построенного в том же интервале температур кипения t_d и t_0 . Отсюда ясно, что холодильные циклы со смешением $g - d - k - 1''' - 1^* - g$ и без смешения рабочего тела и охлаждаемого раствора $l' - 1''' - 2''' - g - l'$ обладают одинаковой холодопроизводительностью, измеряемой количеством тепла, необходимого для охлаждения массы раствора $(1 - x_k)$ кг концентрацией $\xi_{m'}$ от температуры кристаллизации t_d до нижней температуры цикла t_0 в процессе $d^* - d'$ и равного $(1 - x_k) \cdot (i_{d^*} - i_{d'})$ ккал/кг.

Соотношение (6) устанавливает эквивалентность холодопроизводительностей обоих циклов, хотя качественная ценность получаемого холода в процессах кипения рабочего вещества $d - k$ и $l' - 1'''$, естественно, различна в силу неравенства температур кипения $t_{\text{оср}} = \frac{t_0 + t_d}{2} > t_0$. Подставим в (6) выражения для энтальпий $(1 - x_k)$ кг раствора концентрацией $\xi_{m'}$, найденные из уравнений смешения масс $(1 - x_k)$ кг раствора в состояниях d^* и d' и x_k кг пара в состояниях g и l при соот-

ветствующих температурах t_d и t_0 (см. рис. 3), имеющих вид

$$(1 - x_k)i_{d^*} = i_d - x_k i_g = i_d - x_k i_l \quad \text{и} \quad (1 - x_k)i_{d'} = i_{d'} - x_k i_l.$$

После упрощения найдем степень сухости пара x_k

$$\begin{aligned} x_k &= \frac{i_d - i_{d'}}{i_{1'''} - i_l} = \frac{i_d - \left[\frac{\xi_m}{\xi_n} i_1 + \left(1 - \frac{\xi_m}{\xi_n}\right) i_l \right]}{i_{1'''} - i_l} = \\ &= \frac{i_d - \left\{ \frac{\xi_m}{\xi_n} i_1 + \left(1 - \frac{\xi_m}{\xi_n}\right) [(i_f - r_l) - c_p(t_f - t_0)] \right\}}{i_{1'''} - [(i_f - r_l) - c_p(t_f - t_0)]} = \\ &= \frac{95 - \left\{ \frac{0,035}{0,07} \cdot 88,46 + \left(1 - \frac{0,035}{0,07}\right) [(100 - 79,6) - 0,505(0 - (-2,3))] \right\}}{697,38 - [(100 - 79,6) - 0,505(0 - (-2,3))]} = 0,0606; \quad (7) \\ x_k &= 0,0606 \text{ кг пара/кг исх. раствора.} \end{aligned}$$

Здесь i_{d^*} — энтальпия исходного опресняемого раствора на низшем температурном уровне t_0 , определена из уравнения смешения масс концентрата l и льда l : $i_{d^*} = \xi_m/\xi_n \cdot i_1 + (1 - \xi_m/\xi_n) i_l$; i_l — энтальпия льда l при температуре $t_0 = -2,3^\circ\text{C}$ определена из выражения

$$i_l = i_{fl} - c_p(t_f - t_0) = (i_f - r_l) - c_p(t_f - t_0),$$

где i_{fl} — энтальпия льда в точке плавления f

$$i_{fl} = i_f - r_l, \quad (8)$$

$i_f = 100$ ккал/кг — энтальпия пресной воды при 0°C в точке f (из $s - t$ диаграммы), $c_p = 0,505$ ккал/кг — теплоемкость льда при 0°C [5], $r_l = 79,6$ ккал/кг — теплота кристаллизации льда при 0°C [6], $i_{1'''} = 697,38$ ккал/кг — энтальпия насыщенного пара в состоянии $1'''$ (из $s - t$ диаграммы).

Подтверждением правильности найденного значения степени сухости $x_k = 0,0606$ служит отношение количеств льда и пара, которое должно быть в пределах $7 \div 7,5$ [7, 8]. В самом деле $\frac{L}{x_k} = \frac{1 - \xi_m/\xi_n - x_k}{x_k}$

$$= \frac{1 - \frac{0,035}{0,07} - 0,0606}{0,0606} = 7,25.$$

Зная x_k , найдем концентрацию гетерогенной фазы d' [9].

$$\xi_{m'} = \frac{\xi_m}{1 - x_k} = \frac{0,035}{1 - 0,0606} = 0,0373, \text{ т. е. } \xi_{m'} = 3,73\%;$$

Таким образом, пар $1''$, покидающий испаритель-кристаллизатор, равновесен льдоразтворной смеси d' с общей концентрацией $\xi_{m'} = 3,73\%$. Положение узловых точек d' и $1''$ в $s - t$ диаграмме найдем пересечением изотермы $t_0 = -2,3^\circ\text{C}$ с линиями $\xi_{m'} = 3,73\%$ в жидкостной и паровой областях диаграмм. Изобара точки $1''$ определяет рабочее давление в испарителе-кристаллизаторе $P_0 = 3,6$ мм рт. ст.

Имея в виду, что степень сухости в энтропийной диаграмме выражается отношением отрезков $x_k = \frac{d' - k}{d' - 1''}$, найдем графическим построением положение точки k , характеризующей состояние влажного пара в конце процесса адиабатного кипения раствора $d - k$. Вычисляя всякий раз по формуле (7) для каждого из нескольких произвольно при-

нятых значений коэффициента извлечения τ_i , в границах $0 \leq \tau_i \leq 0,5$ ($i=1, 2, 3, \dots$) степень сухости x_{ki} , будем находить графически из соотношения отрезков положение точек k_i на соответствующих изотермах t_i в промежутке $t_d \leq t_i \leq t_0$. Соединив полученный ряд точек k_i , построим линию процесса кипения $d-k$ в области влажного пара в зоне кристаллизации в диаграмме $s-t$.

Через точку $1''$ в паровой области $s-t$ диаграммы проведем линию $s-\text{const}$ до пересечения с изобарой $P_k=17,3$ мм рт. ст., соответствующей упругости пара воды при температуре окружающей среды $t_m=20^\circ\text{C}$. Точка $2''$ пересечения этих линий определяет температуру $t_{2''}=126^\circ\text{C}$ и энтальпию пара $i_{2''}=754,6$ ккал/кг в конце процесса сжатия $1''-2''$ в компрессоре. Нахождение узловых точек процесса конденсации $2''-c, 2$ видно из рис. 2. Конденсат 2 и расплав 2 образуют на выходе из системы пресный поток того же состояния 2. Последний, смешиваясь с отбросным концентратом n , образует исходный раствор состояния m , который снова возвращается в установку на разделение.

Для нахождения холодопроизводительности построенного в интервале температур t_0 и t_m цикла отвлечемся от опреснительных процессов и рассмотрим принципиальную схему водяной холодильной компрессорной машины, работающей по установленному циклу $m-d-k-1''-2''-c-2-m$ циклу со смешением рабочего тела — пара x_k кг состояния 2 и охлаждаемого раствора $(1-x_k)$ кг состояния m' . Схема изображена на рис. 4, а. В результате осуществления в водяной компрессорной холодильной машине (см. рис. 2, 3, 4, а) цикла $m-d-k-1''-2''-c-2-m$ получим в испарителе-кристаллизаторе гетерогенную фазу d' при температуре $t_0=-2,3^\circ\text{C}$.

Тогда холодопроизводительность цикла определится количеством тепла, которое нужно подвести к фазе d' в холодоприемнике V в процессе $d'-z$,

$$q_0 = (1-x_k)(i_z - i_{d'}) = (1-x_k)(i_{m'} - i_{d'}) - (1-x_k)(i_{m'} - i_z) = (1-x_k)(i_{m'} - i_{d'}) - (i_m - i_d). \quad (9)$$

Здесь $(1-x_k)(i_{m'} - i_z) = i_m - i_d$ из баланса теплообменника I (см. рис. 4, а). Используя выражение (4) и аналогичное ему выражение для

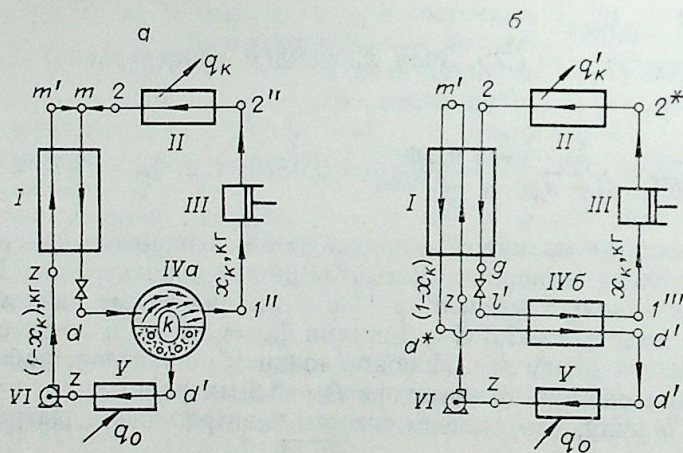


Рис. 4. Принципиальная схема водяной компрессорной холодильной машины, работающей в интервале температур t_0 и t_m . а) со смешением рабочего тела и охлаждаемого раствора; б) без смешения рабочего тела и охлаждаемого раствора. I — основной теплообменник; II — конденсатор; III — компрессор; IVa — испаритель-кристаллизатор; IVb — теплообменник; V — холодоприемник; VI — насос.

энтальпии раствора $(1-x_k)i_{m'}$ на изотерме окружающей среды $t_m=20^\circ\text{C}$ и учитывая (8), преобразуем (9) к виду (см. рис. 3)

$$q_0 = (1-x_k)(i_{m'} - i_{d'}) - (i_m - i_d) = \xi_m/\xi_n(i_n - i_1) + (1 - \xi_m/\xi_n - x_k)(i_2 - i_1) - (i_m - i_d) = \xi_m/\xi_n(i_n - i_1) + (1 - \xi_m/\xi_n - x_k)[(i_2 - i_1) + r_1 + (i_{11} - i_1)] - (i_m - i_d) = \xi_m/\xi_n(i_n - i_1) + (1 - \xi_m/\xi_n - x_k)(i_2 - i_1 + i_{11} - i_1) - (i_m - i_d) + (1 - \xi_m/\xi_n - x_k)r_1.$$

Подставляя в полученное выражение численное значение каждого члена, кроме последнего, получим

$$q_0 = \frac{0,035}{0,07}(109,82 - 88,46) + \left(1 - \frac{0,035}{0,07} - 0,0606\right)(120 - 100 + 20,4 - 19,24) - (115 - 95) + (1 - \xi_m/\xi_n - x_k)r_1 = (1 - \xi_m/\xi_n - x_k)r_1; \\ q_0 = \left(1 - \frac{\xi_m}{\xi_n} - x_k\right)r_1 = L \cdot r_1 = 0,4394 \cdot 79,6 = 35 \text{ ккал/кг раствора.} \quad (10)$$

Холодопроизводительность, определяемая выражением (10) представляет собой количество тепла, пропорциональное теплоте кристаллизации пресной воды и отводимое от одного килограмма исходного перерабатываемого раствора в адиабатно-изобарном процессе кипения $d-k$. С другой стороны, интересно выразить холодопроизводительность q_0 как теплоту, подводимую к холодильному агенту в изобарно-изотермическом процессе испарения $l'-1'''$. Рассмотрим параллельно холодильный цикл $2-g-l'-1'''-2^*-c-2$ водяного пара в количестве x_k кг без смешения охлаждаемого раствора массы $(1-x_k)$ кг состояния m' и пара состояния 2, построенный в интервале температур t_0 и t_m . Цикл обладает такой же холодопроизводительностью q_0 и стремится достичь охлаждаемым раствором того же конечного состояния d' при температуре t_0 , как и рассмотренный цикл со смешением. Причем если в цикле со смешением $m-d-k-1''-2''-c-2-m$ конечное состояние раствора d' достигается в сложном процессе $m'-m-d-k-d'$, включающем процессы смешения $m'-m$, охлаждения $m-d-k$ и отделение от пара $k-d'$, то в цикле $2-g-l'-1'''-2^*-c-2$ с отдельным движением рабочего тела и раствора последний из того же начального состояния m' охлаждается по линии ξ_m , — const в процессе $m'-d^*-d'$. Принцип действия холодильной компрессорной машины, работающей по циклу без смешения, ясен из схемы на рис. 4, б. Процессы цикла изображены в $s-t$ диаграмме (см. рис. 2, 3). Холодопроизводительность цикла без смешения определим следующим образом (см. рис. 3, 4, б). С учетом (6) имеем

$$q_0 = (1-x_k)(i_z - i_{d'}) = (1-x_k)(i_{d^*} - i_{d'}) - (1-x_k)(i_{d^*} - i_z) = x_k(i_{1'''} - i_{l'}) - x_k(i_2 - i_g) = x_k(i_{1'''} - i_2) = x_k(i_{1'''} - i_{e''}).$$

Здесь $i_{1'''}$ — удельная энтальпия сухого насыщенного пара в состоянии $1'''$ $(1-x_k)(i_{d^*} - i_2) = x_k(i_2 - i_g) = x_k(i_{l'} - i_{l'})$ — из баланса теплообменника I; $i_2 = i_{l'} = i - \text{const}$; $i_g = i_{l'} = i - \text{const}$ — в процессе дросселирования.

$$q_0 = x_k(i_{1'''} - i_2) = 0,0606(697,38 - 120) = 35 \text{ ккал/кг раствора} \quad (11)$$

i_2 — удельная энтальпия пара в состоянии 2; $i_2=120$ ккал/кг (из $s-t$ диаграммы). Холодопроизводительность q_0 данного цикла в $s-t$ диаграмме, как обычно, изобразится площадью под процессом $l''-1'''$. Степень сухости влажного пара в состоянии l'' найдем из выражения

$$x_{l''} = \frac{i_{l''} - i_1}{i_{1'''} - i_1} = \frac{120 - 19,24}{697,38 - 19,24} = 0,148.$$

Положение точки l'' на изотерме t_0 в $s-t$ диаграмме найдем графическим путем из соотношения отрезков: $x_{l''} = \frac{l-l''}{l-l''}$. Формула холодопроизводительности (11) удобна для практических расчетов, поскольку позволяет при заданных τ , t_m и ξ_m сразу определить удельную холодопроизводительность водяного пара при температуре t_0 из $s-t$ диаграммы. После чего из сравнения (10) и (11) легко найти степень сухости x_k конца адиабатного процесса кипения раствора.

ОПРЕСНИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Льдорастворная смесь d' в количестве $(1-x_k)$ кг (см. рис. 1) из испарителя-кристаллизатора IX поступает в сепарационную колонку X, где лед отделяется от концентрата и промывается встречным потоком пресной воды в количестве β кг. Промытый лед в количестве L кг направляется в плавитель VIII, а слегка разбавленный концентрат в количестве $(1-x_k+\beta-L)$ кг через теплообменник XI выводится на сброс. В плавителе лед плавится потоком пресной воды в количестве α кг. Часть δ кг от общего количества расплава $(\alpha+L)$ кг возвращается на рециркуляцию в систему, а $(\alpha+L-\delta)$ кг отводится в виде готового продукта. Рециркулируемый поток δ отводит теплоту абсорбции q_a , передавая ее частично окружающей среде с помощью холодильной машины XII и главным образом — льду l в сепараторе X, затем в плавителе VIII. Приняв температуру потока δ $t_3=3^\circ\text{C}$ на входе в сепаратор и плавитель, в $s-t$ диаграмме найдем энтальпию $i_3=103$ ккал/кг. После этого нетрудно найти количество рециркулянта δ

$$\delta = \frac{q_l}{i_3 - i_f} = \frac{L [c_p(t_f - t_0) + r_l]}{i_3 - i_f} = \frac{0,4394 [0,505(0 - (-2,3)) + 79,6]}{103 - 100} = 11,85 \text{ кг,}$$

здесь q_l — количество теплоты, необходимое для подогрева льда в процессе $l-f$ и плавления его в состоянии f . Удельную энтальпию пресного потока δ на выходе из абсорбера найдем после определения нагрузки абсорбера q_a из выражения

$$i_{3'} = i_f + q_a/\delta. \quad (12)$$

Согласно [10], 5% от извлеченного количества пресной воды достаточно для промывки льда. Поэтому с учетом (2) количество промывочной пресной воды составит

$$\beta = 0,5(L+x_k) = 0,05(1 - \xi_m/\xi_n) = 0,05(1 - \frac{0,035}{0,07}) = 0,025 \text{ кг.}$$

Поскольку при промывке льда β кг пресной воды переходит в концентрат, то действительную концентрацию отбросного потока ξ_n' найдем из материального баланса по LiBr при смешении промывочного потока β и концентрата 1: $N\xi_n + \beta\xi = (N + \beta)\xi_n'$.

Учитывая (1) и то, что для пресного потока $\xi=0\%$, получим

$$\xi_n' = \frac{\xi_m}{\beta + \xi_m/\xi_n} = \frac{0,035}{0,025 + \frac{0,035}{0,07}} = 0,0667, \text{ т. е. } \xi_n' = 6,67\%.$$

Доля пресного потока, направленного в плавитель, составит

$$\alpha = \delta - \beta = 11,85 - 0,025 = 11,825 \text{ кг.}$$

ЦИКЛ ТЕПЛООВОГО ДВИГАТЕЛЯ

Совмещение прямого и обратного циклов требует соблюдения известного условия [2], а именно, осуществления циклов в одном и том же интервале давлений, а так же количественного равенства и качественной идентичности рабочих тел в совпадающих состояниях $2'$ и $2''$, $1'$ и $1''$, т. е.

$$P_k = P_e; \quad P_0 = P_a; \quad x_k = x_a; \quad t_{2'} = t_a.$$

Здесь P_k, P_r, P_0, P_a — упругость пара в мм рт. ст. соответственно в конденсаторе, генераторе, испарителе-кристаллизаторе и абсорбере; t_a и x_a — равновесная температура и степень сухости пара в конце процесса кипения 5 — а слабого раствора в генераторе.

Но при температуре конца сжатия пара в компрессоре холодильного цикла $t_{2''} = 126^\circ\text{C}$ упругость пара крепкого раствора $\xi_r = 60\%$ в генераторе цикла двигателя P_r значительно превышает конечное давление пара после компрессора $P_k = 17,3$ мм рт. ст. Вследствие этого $t_a > t_{2''}$. Поэтому для совмещения циклов пар из генератора должен потерять часть своей работоспособности в процессе дросселирования до давления в конденсаторе P_k . Тогда точку $6'$, определяющую состояние пара в конце процесса кипения в генераторе, найдем пересечением линии условной концентрации $\xi_r = 60\%$ и изоэнтальпы $i_{2''} = \text{const}$, проведенной через точку $2''$, в паровой области $s-t$ диаграммы. Точка $6'$ определяет давление пара в генераторе $P_r = 320$ мм рт. ст. и температуру конца процесса кипения $t_a = 128^\circ\text{C}$. Пересечением изотермы t_a , проведенной через точку $6'$, с линией $\xi_r = 60\%$ в жидкостной области $s-t$ диаграммы найдем точку 6, характеризующую состояние крепкого раствора в конце процесса кипения в генераторе. Дальнейшее построение цикла теплового двигателя в $s-t$ диаграмме и определение параметров его узловых точек произведено по методике, изложенной в [3]. Причем концентрация слабого раствора ξ_a определена из выражения, приведенного в [9],

$$\xi_a = (1-x_0) \xi_r = (1-0,0606) \cdot 0,6 = 0,5636, \text{ т. е. } \xi_a = 56,36\%.$$

Значение параметров узловых точек теплового цикла представлены на рис. 2 и в табл. 2.

УДЕЛЬНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ НАГРУЗКИ НА АППАРАТЫ, ККАЛ/КГ

1. Генератор: $q_k = i_a - i_5 = 145,0 - 102,24 = 42,76$. Здесь i_a — энтальпия влажного пара в конце процесса кипения определена из [9]:

$$i_a = x_a i_{6'} + (1-x_a) i_6 = 0,0606 \cdot 754,6 + (1-0,0606) \cdot 105,8 = 145,0;$$

2. Абсорбер: $q_a = q_a' - \Delta q_a = 40,96 - 0,935 = 40,025$. Здесь q_a' — тепло, отводимое в процессе абсорбции. $q_a' = i_b - i_1 = 97,66 - 56,70 = 40,96$; i_b — энтальпия влажного пара в начале процесса абсорбции найдена из [9]:

$$i_b = x_b i_{7'} + (1-x_b) i_7 = 0,0606 \cdot 712,8 + (1-0,0606) \cdot 57,9 = 97,66;$$

$i_{7'}$ и i_7 — энтальпии равновесных пара и крепкого раствора в начале процесса абсорбции определены соответственно из $s-t$ диаграммы и баланса регенеративного теплообменника III (см. рис. 1). Δq_a — доля тепла абсорбции, используемая для подогрева пара $1''$ до состояния равновесия с абсорбирующим раствором состояния 7:

$$\Delta q_a = x_k (i_{7'} - i_{1'}) = 0,0606 (712,8 - 697,38) = 0,935;$$

3. Конденсатор:

$$q_k = x_k (i_{2'} - i_2) - 0,0606 (754,6 - 120) = 38,25;$$

4. Испаритель вспомогательной холодильной машины:

$$q_{x.m.} = \delta (i_{3'} - i_3) = (103,38 - 103) 11,85 = 4,51;$$

Здесь i_3 — энтальпия рециркулируемого потока δ кг на выходе из абсорбера определена из (12).

ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ОПРЕСНИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Тепло подведенное, ккал/кг. Нагрузка генератора $q_h = 42,76$. Энтальпия прямого потока опресняемого раствора на входе в теплообменник $i_m = 115$.

Итак,

$$q_h + i_m = 157,76.$$

Тепло отведенное, ккал/кг. Нагрузка конденсатора $q_k = 38,25$. Нагрузка холодильной машины $q_{x.m.} = 4,51$. Энтальпия отбросного потока концентрата на выходе из теплообменника

$$(1 - x_k + \beta - L) i_n = (1 - 0,0606 + 0,025 - 0,4394) 109,82 = 57,70$$

Энтальпия пресного производного потока на выходе из теплообменника

$$(\alpha + L - \delta + x_k) i_2 = (11,825 + 0,4394 - 11,85 + 0,0606) 120 = 57,10.$$

Таким образом,

$$q_k + q_{x.m.} + (1 - x_k + \beta - L) i_n + (\alpha + L - \delta + x_k) i_2 = 157,56$$

Холодильный коэффициент компрессорной холодильной машины

$$\varepsilon = \frac{q_0}{Al_h} = \frac{L \cdot r_l}{x_k (i_{2'} - i_{1'})} = \frac{0,4394 \cdot 79,6}{0,0606 (754,6 - 697,38)} = 10.$$

Термический КПД теплового двигателя

$$\eta = \frac{Al_p}{q_h} = \frac{x_k (i_{2'} - i_{1'})}{i_a - i_5} = \frac{0,0606 (754,6 - 697,38)}{42,76} = 0,081.$$

Тепловой коэффициент абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины

$$\zeta = \varepsilon \cdot \eta = 10 \cdot 0,081 = 0,81.$$

В рассмотренной системе из 1 кг поступающего раствора образуется пара — 0,0606 кг, льда — 0,4394 кг, концентрата — 0,5000 кг. Общее количество пресной воды равно сумме количеств полученных льда и пара и составляет 0,5 кг на 1 кг поступающего раствора. 0,025 кг — пресной воды направляется на промывку льда от раствора. Количество производной воды составляет — 0,475 кг на 1 кг поступающего раствора.

Таким образом, на 1 кг пресной производной воды поступает 2,1 кг опресняемого раствора, а на 1 кг пара — 16,5 кг раствора с температурой кристаллизации t_d . Тогда на 1 кг пара, давшего в испарителе холод, образуется 7,25 кг льда, а всего пресной воды — 8,25 кг, при

Таблица 2

Состояние вещества	Температура, t°, C	Упругость пара P , мм рт. ст.	Концентрация ξ , %	Энтальпия i , ккал/кг
Цикл водяной холодильной компрессорной машины				
Исходная морская вода на входе в теплообменник	$t_m = 20$	—	$\xi_m = 3,5$	$i_m = 119,17$
Морская вода на входе в испаритель-кристаллизатор	$t_d = -1,95$	—	$\xi_m = 3,5$	$i_d = 97,77$
Концентрат на выходе из испарителя-кристаллизатора	$t_0 = -3,89$	—	$\xi_n = 7$	$i_1 = 95,55$
Концентрат на выходе из теплообменника	$t_m = 20$	—	$\xi_n = 7$	$i_n = 118,23$
Расплав на выходе из плавителя	$t_f = 0$	—	$\xi = 0$	$i_f = 100$
Расплав на выходе из теплообменника	$t_m = 20$	—	$\xi = 0$	$i_2 = 120$
Пар на выходе из испарителя-кристаллизатора	$t_0 = -3,89$	$P_0 = 3,2$	$\xi = 0$	$i_{1'} = 690,00$
Пар на выходе из компрессора	$t_{2'} = 137,7$	$P_k = 17,3$	$\xi = 0$	$i_{2'} = 759,11$
Конденсат	$t_m = 20$	$P_k = 17,3$	$\xi = 0$	$i_2 = 120$
Цикл бромистолитиевого теплового двигателя				
Слабый раствор на выходе из абсорбера	$t_4 = 25,0$	$P_a = 3,2$	$\xi_a = 56,32$	$i_4 = 55,85$
Слабый раствор в начале кипения в генераторе	$t_5 = 131,0$	$P_g = 500$	$\xi_a = 56,32$	$i_5 = 108,7$
Пар на выходе из генератора	$t_a = 141$	$P_g = 500$	$\xi = 0$	$i_6 = 759,11$
Крепкий раствор на выходе из генератора	$t_a = 141$	$P_g = 500$	$\xi_r = 60$	$i_6 = 113$
Крепкий раствор на выходе в абсорбер	$t_7 = 28$	$P_a = 3,2$	$\xi_r = 60$	

этом холодопроизводительность пара составляет 578 ккал/кг. Расход тепла в генераторе на 1 кг пресной воды равен 90 ккал.

Выше представлена табл. 2 параметров опреснительной установки с абсорбционной бромистолитиевой холодильной машиной, работающей на океанической воде концентрацией $\xi_m = 3,5\%$ с коэффициентом извлечения $\tau = 0,5$. Параметры узловых точек циклов найдены по диаграммам $s - t$ для водного раствора LiBr [9] и $i - \xi$ для океанической воды [11]. Причем в $i - \xi$ диаграмме энтальпия чистой воды при $0^\circ C$ принята $i_f = 100$ ккал/кг, как и в $s - t$ диаграмме водного раствора бромистого лития. Энтальпия крепкого раствора на входе в абсорбер i_7 определена из баланса регенеративного теплообменника:

$$i_7 = i_6 - \frac{i_5 - i_4}{1 - x_a} = 113 - \frac{108,7 - 55,85}{1 - 0,0613} = 57,0 \text{ ккал/кг.}$$

Степень сухости x_k пара в конце процесса кипения в испарителе-кристаллизаторе определена из сравнения формул (10) и (11)

$$x_k = \frac{(1 - \xi_m / \xi_n) r_l}{i_{1'} - i_2 + r_l} = \frac{(1 - \frac{0,035}{0,07}) 79,6}{690,00 - 120 + 79,6} = 0,0613;$$

$$i_{1'} = 690,00 \text{ ккал/кг из [4]}$$

Холодопроизводительность цикла по формуле (11) составит $q_0 = 34,94$ ккал/кг · раствора

Концентрация слабого раствора в цикле бромистолитиевого двигателя при $x_k = 0,0613$ и $\xi_r = 60\%$ составит $\xi_a = 56,32\%$. Температуры пара в кон-

Э. Р. ГРОСМАН, В. С. ШАВРИН, Б. И. ПСАХИС
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГЕНЕРАТОРА
БРОМИСТОЛИТИЕВОЙ
АБСОРБЦИОННОЙ ХОЛОДИЛЬНОЙ УСТАНОВКИ
СО СТУПЕНЧАТОЙ РЕГЕНЕРАЦИЕЙ РАСТВОРА

Абсорбционные бромистолитиевые холодильные агрегаты (АБХА), выпускаемые отечественной промышленностью, предназначены для работы на тепловой энергии сравнительно низкого потенциала и эффективны при использовании тепла ТЭЦ, вторичных энергоресурсов, геотермальных источников. В то же время многие промышленные предприятия располагают теплом более высоких параметров в виде пара котельных, котлов-утилизаторов и т. д. При наличии такого тепла целесообразно применять АБХА со ступенчатой регенерацией раствора, которая позволяет значительно снизить расход тепла на выработку холода и тепловую нагрузку на конденсатор. Так, установки с двухступенчатой регенерацией при параметрах греющего пара $0,6 \div 0,8$ МН/м² характеризуются величиной теплового коэффициента порядка 1,12—1,15 (для серийных установок эта величина равна 0,70), расход охлаждающей воды на весь агрегат при этом сокращается примерно на 20%.

В Институте технической теплофизики АН УССР предложен и разработан ряд схем АБХА со ступенчатой регенерацией раствора, определены их технико-экономические показатели [1], совместно с СФ ПО «Техэнергохимпром» выполнен проект реконструкции агрегата АБХА — ОР-1,0 холодопроизводительностью 1,16 МВт для его работы на паре указанных параметров.

Принципиальная схема АБХА с двухступенчатой регенерацией показана на рис. 1. Слабый раствор из абсорбера 1 циркуляционным насосом 2 через теплообменники растворов II и I степени 3, 4 подается в генератор I степени (5), где упаривается до промежуточной концентрации за счет внешнего источника тепла повышенного потенциала. Окончательное восстановление концентрации абсорбента осуществляется в генераторе II степени 6, который обогревается вторичным паром, образовавшимся в генераторе I степени, кон-

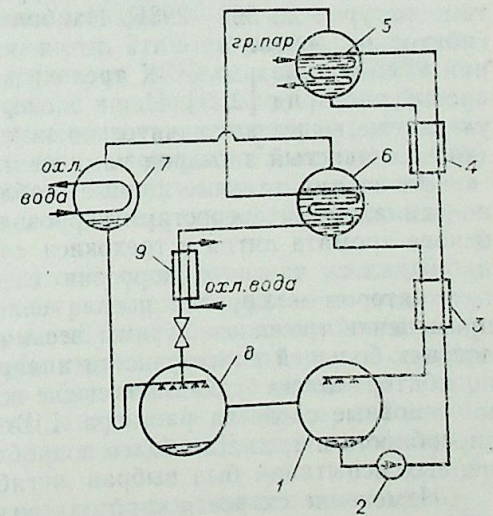


Рис. 1. Принципиальная схема АБХА с двухступенчатой регенерацией раствора.

це процесса сжатия в компрессоре водяной холодильной машины и, следовательно, высшая температура кипения раствора LiBr в генераторе цикла двигателя по $s-t$ диаграмме соответственно равны $t_{2r} = 137,7^\circ\text{C}$ и $t_a = 141^\circ\text{C}$. Тогда при зоне дегазации раствора $\Delta\xi = 3,68\%$ затраты тепла в генераторе $q_h = 43,90$ ккал/кг. Теплового коэффициента системы

$\xi = \frac{q_0}{q_h} = \frac{34,94}{43,90} = 0,796$. В данной системе количества пара, льда и отбросного концентрата, образующиеся из 1 кг морской воды, составят соответственно 0,0613; 0,04387 и 0,5000 кг; из общего количества пресной воды 0,5 кг на промывку направляется 0,025 кг. Производственный поток пресной воды составит 0,475 кг на 1 кг поступающей морской воды. В установку на 1 кг производственной пресной воды поступает 2,1 кг исходной морской воды. На 1 кг пара в испарителе-кристаллизаторе образуется 7,16 кг льда, а всего пресной воды 8,16 кг; расход тепла в генераторе на 1 кг пресной воды равен 92,20 ккал.

В заключение нужно отметить имеющееся различие в циклах абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины, работающей в режиме опреснительной установки и обычной в одинаковых условиях окружающей среды. В данном случае кипение 3,5%-го раствора при переменных температурах ниже 0°C в испарителе-кристаллизаторе сопровождается образованием перегретого пара низкой температуры и давления. Указанное обстоятельство приводит к резкому возрастанию температуры в конце процесса сжатия пара t_{2r} , а стало быть и к росту высшей температуры кипения раствора t_a в генераторе в соответствии с условиями совмещения теплового и холодильного циклов.

Поэтому при равной температуре окружающей среды t_m в обоих случаях абсорбционная бромистолитиевая холодильная машина в режиме опреснительной установки работает в условиях большей разности температур внешних источников. Проведенный анализ и методика расчета позволяют разработать систему опреснения с крупной теплоиспользующей абсорбционной бромистолитиевой холодильной машиной. Технико-экономическая эффективность системы определяется условиями ее применения и энергетическим балансом источников.

Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
26/VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Löwer H. Thermodynamische und physikalische Eigenschaften der wässrigen Lithiumbromid — Lösung. Diss. Karlsruhe, 1960.
2. Розенфельд Л. М. Теория совмещенных циклов абсорбционной холодильной машины. — ЖТФ, 1952, XXII, вып. 8, 1347—1355.
3. Розенфельд Л. М., Кузьмицкий Ю. В., Паниев Г. А. Совмещенные термодинамические циклы абсорбционной бромистолитиевой холодильной машины в энтропийной диаграмме. — Холодильная техника, 1971, 8, 22—25.
4. Опреснение соленых вод. Сб. статей. Пер. с англ. под ред. Мартыновой О. И. М., ИЛ, 1963, с. 119—138.
5. Бадилькес И. С. Рабочие вещества и процессы холодильных машин. М., Госторгиздат, 1962. 76 с.
6. Холодильная техника. Энциклопедический справочник, т. 2. М., Госторгиздат, 1961. 435 с.
7. Новая схема опреснения морской воды вымораживанием. — Холодильная техника, 1967, 1, 45—46.
8. Чурин А. И., Клячко В. А. Современное состояние проблемы опреснения воды. — Вестник АН СССР, 1965, 6, 34—47.
9. Розенфельд Л. М., Кузьмицкий Ю. В., Паниев Г. А. Энтропийная диаграмма равновесных фаз водного раствора бромистого лития. — Холодильная техника, 1971, № 4, 23—25.
10. Бардун А. Дж. Опреснение морской воды вымораживанием. — Холодильная техника, 1968, 4, 51—54.
11. Ткачев А. Г., Плотников В. Т. Определение термодинамических функций и построение основных термодинамических диаграмм вод океана и открытых морей. Труды III Всесоюз. науч.-техн. конф. по термодинамике, 1969, с. 304—312.

денсирован в конденсаторе 7 и конденсат через гидрозатвор попадает в испаритель 8. Конденсат вторичного пара охлаждается водой в теплообменнике жидкого хладагента 9 и тоже направляется в испаритель через регулирующий вентиль.

Одним из этапов работы по исследованию и созданию данного типа АБХА явилось экспериментальное изучение тепловых процессов в генераторе высокой степени. В этом аппарате при температуре 423—433 К осуществляется кипение раствора бромистого лития с концентрацией около 60% при давлении, близком к атмосферному. Цель эксперимента — получить рекомендации по выбору конструктивных материалов и ингибиторов коррозии, исключению каплеуноса, расчету теплообменной поверхности при проектировании аппарата.

Изучение коррозионного воздействия кипящего раствора бромистого лития на конструкционные материалы при высокотемпературной регенерации проводилось в две стадии — в лабораторных и в полупромышленных условиях. В процессе лабораторных исследований определялись скорость коррозии для различных металлов при кипении раствора бромистого лития (в т. ч. раствора с различными ингибирующими присадками) в стеклянных колбах, а также стабильность ингибиторов коррозии во времени. На основании результатов этих экспериментов производился выбор ингибиторов для испытаний в опытном регенераторе. Указанные выше показатели определялись по убыли веса образцов и непосредственным измерением глубины питтинга. Исследовались образцы из стали 20, стали X18H10T и мельхиора. Выбор образцов, подготовка их поверхности, проведение, продолжительность испытаний и обработка результатов выполнялись согласно требованиям к коррозионным испытаниям, разработанным НИИХиммашем (РТМ-26-01-21-63).

Коррозионное воздействие неингибированного водного раствора бромистого лития изучалось ранее рядом исследователей в газовой и жидкой фазах в интервале температур 313÷403 К. Для этих условий результаты наших контрольных экспериментов совпали с литературными данными. При 403 К скорость коррозии в жидкости составляет $(0,68—0,82) \cdot 10^{-6}$ Н/м² с. С возрастанием температуры до 433 К скорость коррозии увеличивается в 5—8 раз, что свидетельствует о необходимости обязательного ингибирования раствора в установках со ступенчатой регенерацией.

В последние годы для бромистолитиевых холодильных установок предложен ряд ингибиторов коррозии, успешно используемых при температурах до 383÷393 К. Наиболее широкое применение нашел ингибитор на основе хромата лития и гидроокиси лития. Исследованы при температурах до 413 К трехокись сурьмы, окись свинца, мышьяковистый ангидрид [2, 3]. Наши эксперименты показали, что и при 433 К указанные вещества значительно замедляют процесс коррозии металлов (мышьяковистый ангидрид нами не изучался).

Экспериментальные данные (табл. 1) свидетельствуют, что примерно одинаковыми скоростями коррозии характеризуются ингибиторы на основе хромата лития и трехокиси сурьмы. При этом в первом случае наблюдалась точечная коррозия с довольно глубокими питтингами, а во втором — коррозия носила сплошной характер. Таким образом, применение трехокиси сурьмы весьма перспективно, так как позволит достичь большей долговечности аппаратов. Однако рекомендовать этот ингибитор можно будет лишь после всестороннего изучения его влияния на основные свойства раствора LiBr — растворимость, абсорбционную способность и т. д. Для более подробного исследования и полупромышленных испытаний был выбран ингибитор на основе хромата лития.

Изменение скорости коррозии во времени в ингибированном растворе из стали 20 показано на рис. 2. После испытаний продолжительностью $(3,6 \div 5,4) \cdot 10^5$ с скорость коррозии резко снижается и стремится

Таблица 1

Раствор	Материал образца	Температура раствора, К	Скорость коррозии, Н/м ² ·с · 10 ⁻⁶	Глубина питтинга м · 10 ⁻⁵	Характер коррозии
LiBr — 60%; H ₂ O — 40%	Сталь 20	403	0,8068	—	Язвенная * коррозия
		433	4,3163	—	
LiBr — 60%; LiOH — 0,1%; Li ₂ CrO ₄ — 0,18%	»	383	0,0326	3,0	Сплошная коррозия Точечная коррозия
		433	0,0416	4,0	
LiBr — 60%; LiOH — 0,1%; Li ₂ CrO ₄ — 0,18%	Сталь X18H10T	433	0,0079	2,0	То же »
		433	0,0013	—	
LiBr — 60%; LiOH — 0,1%; Li ₂ CrO ₄ — 0,18%	Мельхиор	433	0,0013	—	Визуально коррозия не обнаружена
LiBr — 60%; Sb ₂ O ₃ — 0,08%	Сталь 20	433	0,0485	—	Сплошная коррозия
LiBr — 60%; PbO — 0,12%	»	433	0,1335	—	То же

Примечания: 1) Продолжительность всех опытов $10,8 \cdot 10^5$ с. 2) Звездочкой отмечены данные НИИХиммаш.

к постоянной величине, стабилизируется к этому времени и глубина питтингов. Анализ экспериментальных данных позволяет заключить, что в первые часы идет образование защитной пленки на поверхности металла. Через $(3,6 \div 5,4) \cdot 10^5$ с процесс образования этой пленки завершается и скорость коррозии падает. К этому же времени существенно снижается водородный показатель ингибированного раствора — от рН=9,5 до рН=5,3. Чтобы поддержать эту величину на более высоком уровне, через $1,8 \cdot 10^5$ с испытаний нами вводилось в раствор дополнительное количество гидроокиси лития таким образом, чтобы его общая концентрация составила 0,15%. При этом наблюдалась менее интенсивная коррозия образцов (нижняя кривая на рис. 2).

Дальнейшие исследования были выполнены на стенде, принципиальная схема которого показана на рис. 3. Стенд спроектирован из расчета максимальной тепловой нагрузки на генератор $Q_{ген} = 58150$ Вт и состоит из следующих основных узлов: горизонтально-кожухотрубного генератора затопленного типа, конденсатора, сепаратора, бака приготовления раствора, воздухоотделителя, электродного котла КЭПР-160/0,4 и насосов — циркуляционного и вакуумного. Предусмотрена возможность изменения удельной тепловой нагрузки на генератор в пределах от 3488,4 до 11627,9 Вт/м².

Ингибированный раствор бромистого лития кипит в межтрубном пространстве генератора, который обогревается насыщенным водяным паром от электродного котла. Вторичный пар, образовавшийся в межтрубном пространстве генератора при кипении раствора, через сепаратор направляется в конденсатор, а образовавшийся конденсат через гидрозатвор сливается под уровень жидкости в генератор. Раствор в генераторе постоянно перемешивается с конденсатом при циркуляции, осуществляемой насосом.

Для коррозионных испытаний при условиях, максимально приближенных к реальным, в генераторе были установлены четыре съемные теплопередающие трубы — две в паровом пространстве и две, погру-

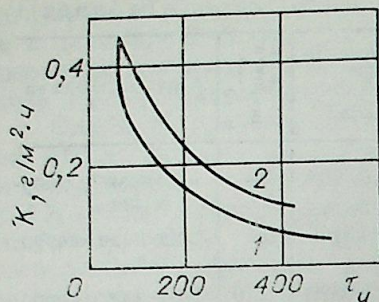


Рис. 2. Скорость коррозии образцов из стали 20 в ингибированном растворе LiBr концентрацией 60% при температуре 433 К.

Состав ингибитора: 1 — LiOH — 0,1%, Li₂CrO₄ — 0,18%; 2 — LiOH — 0,15%, LiCrO₄ — 0,18% (дополнительное количество LiOH введено через 1,8 · 10⁵ с работы).

ингибитора трубы из стали 20 с толщиной стенки 2,0 · 10⁻³ м вполне могут обеспечить работу аппарата в течение 10—15 лет, а из стали X18H10T — в несколько раз дольше. Изготовление же теплообменной поверхности из мельхиора позволит значительно уменьшить толщину стенки трубы, так как в рассматриваемых условиях мельхиор корродирует очень мало.

Генераторы бромистолитиевых холодильных установок работают со сравнительно небольшими температурными перепадами (до 293 К) и удельными тепловыми нагрузками, не превышающими (11,6 ÷ 14) · 10³ Вт/м². Как показали визуальные наблюдения за процессом кипения раствора бромистого лития в интервале температур 363 ÷ 423 К, тепловых нагрузок (3,5 ÷ 11,6) · 10³ Вт, концентраций 50—60%, в генераторе при этих условиях не происходит существенного пенообразования, и унос жидкости с паром возможен лишь за счет образования капель при отдельных всплесках жидкости. С повышением температурного напора количество и интенсивность всплесков возрастают. Металлическая сетка, расположенная у поверхности раствора, несколько снижает количество капель в паровой фазе. Однако, чтобы полностью исключить унос жидкости с паром, необходимо при проектировании аппарата не превышать определенные значения напряжения и высоты парового объема и скорости пара на выходе из аппарата.

Эти значения определялись в экспериментах, проведенных в указанных выше интервалах тепловых нагрузок и параметров раствора. Наличие бромистого лития в паровой фазе фиксировалось по появлению жидкости в сепараторе, установленном на паропроводе. Дополни-

женные в раствор. На наружной поверхности труб обрабатывались специальные участки, на которых после испытаний с точностью до 0,01 · 10⁻³ м индикатором измерялась глубина питтинга. Трубы находились в растворе 30,2 · 10⁵ с, причем 7,2 · 10⁵ с при интенсивном кипении с температурой 433 К, а остальные 23,0 · 10⁵ с — при медленном остывании раствора до температуры примерно 323 К при остановках стенда. Одновременно в генератор помещали образцы из различных материалов, которые также подвергали испытаниям.

Результаты коррозионных полупромышленных испытаний достаточно хорошо совпали с данными лабораторных исследований и приведены в табл. 2. Их анализ показывает, что в присутствии

Таблица 2

Опыт	Материал образца	Расположение образца	Скорость коррозии, Н/м ² ·с · 10 ⁴	Глубина питтинга, м · 10 ⁻⁵	Характер разрушений
1	Сталь 20	Паровая фаза	0,1090	6,0	Язвенная коррозия
2		Жидкая фаза	0,0708	3,5	Точечная коррозия
3	Сталь X18H10T	Паровая фаза	0,0109	3,0	Язвенная коррозия
4		Жидкая фаза	0,0092	2,0	Точечная коррозия

Примечание. Во всех опытах состав раствора: LiBr — 60%, LiOH — 0,1%, Li₂CrO₄ — 18%; температура 433 К, продолжительность опыта 7,2 · 10⁵ с.

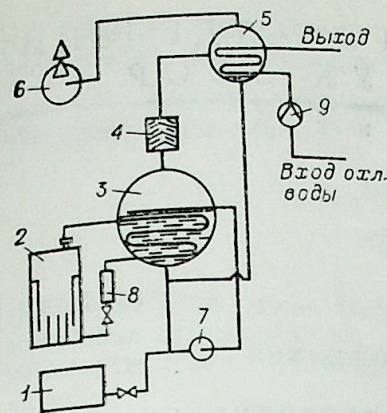


Рис. 3. Схема экспериментального стенда.

1 — бак приготовления раствора; 2 — электродный котел; 3 — генератор; 4 — сепаратор; 5 — конденсатор; 6 — вакуум-насос; 7 — насос; 8 — мерный сосуд; 9 — ротаметр.

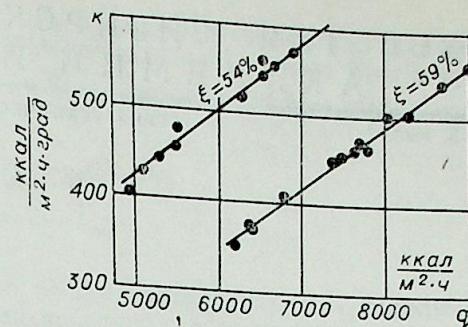


Рис. 4. Коэффициент теплопередачи опытного генератора.

ный контроль осуществлялся по содержанию периодически отбираемых проб конденсата.

Удельным тепловым нагрузкам, принимаемым обычно в горизонтально-кожухотрубных генераторах бромистолитиевых установок, соответствует напряжение зеркала испарения порядка (409 ÷ 545) · 10⁻³ Н/м²·с. В наших экспериментах эта величина не превышала 436 · 10⁻³ Н/м²·с. При этом унос раствора наблюдался лишь при высоте парового объема менее 0,21 м (диаметр аппарата 0,52 м) и напряжении парового объема 2,86 Н/м³·с. Чтобы полностью гарантировать нормальную работу аппарата, необходимо устанавливать отбойник перед паровым патрубком во избежание прямого забрызгивания раствора в паропровод либо диаметр патрубка выбирать таким образом, чтобы скорость в нем не превышала 2 ÷ 3 м/с.

Испытания опытного генератора дали возможность определить практическое значение коэффициента теплопередачи от конденсирующегося пара к кипящему раствору (рис. 4).

Эти значения, а также известные зависимости для определения коэффициентов теплоотдачи от конденсирующегося внутри трубы водяного пара были использованы при расчете коэффициентов теплоотдачи от горизонтальной трубы к кипящему в большом объеме раствору бромистого лития. Результаты наших экспериментов хорошо согласуются с данными работы [4].

Сибирский филиал
производственного объединения
«Техэнергохимпром»,
Новосибирск

Поступила в редакцию

ЛИТЕРАТУРА

- Гросман Э. Р., Журавленко В. Я. Ступенчатая регенерация раствора в абсорбционных бромистолитиевых установках. — В кн.: Химическое машиностроение. Киев, Техника, 1970, вып. 10.
- Трехокисный мышьяковый противокоррозионный ингибитор абсорбционной холодильной установки. Патент США № 3555841. 1971.
- Раствор абсорбента для холодильной машины. Патент Японии № 45-1711 от 20.1.1970.
- Кремнев О. А., Чернобыльский И. Л., Чавдаров А. С. Теплоиспользующие установки для кондиционирования воздуха. Киев, 1958.

УДК 537.312.67.7

М. С. НАЛЕТОВ, В. Л. СОКОЛОВСКИЙ

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЕРХПРОВОДНИКОВ В РЕЗИСТИВНОМ СОСТОЯНИИ

При проектировании сверхпроводящих устройств большое внимание уделяется тепловой стабилизации сверхпроводящих элементов. Теоретические вопросы тепловой стабилизации комбинированных сверхпроводников постоянного тока подробно рассмотрены в [1]. При создании аналогичной теории для комбинированных сверхпроводников переменного тока необходимо решить целый ряд задач. Одна из них — отыскание распределений плотности тока и электрического поля в сверхпроводящем слое, когда он находится в резистивном состоянии.

В настоящей работе получены уравнения, описывающие макроскопические электромагнитные поля в сверхпроводниках, находящихся в резистивном состоянии, при протекании по ним переменного тока. Сверхпроводник второго рода, когда его температура T меньше критической T_c , а ток I больше критического значения $I_{кр}$, находится в резистивном состоянии [2]. В этом случае падение напряжения на сверхпроводнике постоянного тока определяется частью тока, превышающей критическое значение [3]. Для большинства сверхпроводников второго рода зависимость критического тока от температуры при напряженности магнитного поля $H = \text{const}$ можно считать линейной [4]:

$$I_{кр}(T, H) = I_c [1 - (T - T_b) / (T_c - T_b)],$$

где T_b — температура гелиевой ванны.

При получении уравнений, описывающих свойства электромагнитных полей в сверхпроводнике в резистивном состоянии при произвольном токе в них, когда $I > I_{кр}$, воспользуемся принципом суперпозиции. Представим напряженность магнитного \vec{H} и электрического \vec{E} полей в виде суммы двух составляющих \vec{H}_1, \vec{E}_1 и \vec{H}_2, \vec{E}_2 . Составляющие \vec{H}_1 и \vec{E}_1 определяются критическим током $\vec{I}_{кр}$, а \vec{H}_2, \vec{E}_2 — током $\vec{I} - \vec{I}_{кр}$. Критический ток имеет то же направление, что и ток \vec{I} .

При постоянных во времени температуре сверхпроводника и направлении тока $\vec{I} \vec{I}_{кр} = \text{const}$.

Уравнения Максвелла для составляющих \vec{H}_1 и \vec{E}_1 будут иметь вид

$$\text{rot } \vec{E}_1 = 0, \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{H}_1 = \vec{I}_{кр}, \quad (2)$$

где $i_{кр}$ — плотность критического тока.

Падение напряжения на сверхпроводнике определяется только частью тока, превышающей критическое значение, поэтому $E_1 = 0$. Уравнения Максвелла для полей \vec{H}_2 и \vec{E}_2 , когда можно пренебречь током смещения, имеют вид

$$\text{rot } \vec{E}_2 = -\mu_0 \partial \vec{H}_2 / \partial t, \quad (3)$$

$$\text{rot } \vec{H}_2 = \vec{i} - \vec{i}_{кр}, \quad (4)$$

где i — плотность тока, текущего по сверхпроводнику, μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость. (Сверхпроводник в резистивном состоянии немагнитен, и его относительная магнитная проницаемость равна единице).

Напряженность электрического поля \vec{E}_2 связана с током, превышающим критическое значение, соотношением

$$\vec{E}_2 = \rho_p (\vec{i} - \vec{i}_{кр}), \quad (5)$$

где $\rho_p = (\partial E_2 / \partial i)_{H, T = \text{const}}$ — резистивное удельное сопротивление сверхпроводника [3]. Для дальнейших рассуждений удобно \vec{E}_2, \vec{H}_2 представить в виде суммы

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_3 + \vec{E}_4, \quad (6)$$

$$\vec{H}_2 = \vec{H}_3 + \vec{H}_4, \quad (7)$$

где $\vec{E}_3 = \vec{i} \rho_p, \vec{E}_4 = -\vec{i}_{кр} \rho_p$.

Уравнения Максвелла (3), (4) с учетом (6), (7) можно представить в виде двух систем уравнений

$$\text{rot } \vec{E}_3 = -\mu_0 \partial \vec{H}_3 / \partial t, \quad (8)$$

$$\text{rot } \vec{H}_3 = \vec{E}_3 / \rho_p,$$

$$\text{rot } \vec{E}_4 = 0,$$

$$\text{rot } \vec{H}_4 = \vec{E}_4 / \rho_p. \quad (9)$$

Система уравнений (9) получена в предположении постоянства критического тока во времени.

Заметим, во-первых, $\vec{H}_4 = -\vec{H}_1$ и, следовательно, $\vec{H}_3 = \vec{H}$, во-вторых, резистивное сопротивление сверхпроводника зависит от его температуры и напряженности внешнего магнитного поля и практически не зависит от величины тока, текущего по нему [1]. Следовательно, \vec{E}_3 — составляющая электрического поля \vec{E}_2 в сверхпроводнике в резистивном состоянии имеет ту же зависимость от времени, что и магнитное поле \vec{H} .

Таким образом, электрическое поле в сверхпроводнике в резистивном состоянии можно представить как сумму двух полей в нормальном металле с удельным сопротивлением, равным резистивному. Первое поле имеет ту же зависимость от времени, что и плотность тока. Второе является неизменным во времени, имеет обратный знак первому и численно характеризуется падением напряжения в этом металле при протекании по нему постоянного тока, равного критическому. Такое представление уравнений Максвелла позволяет определять электрические поля в сверхпроводниках в резистивном состоянии при протекании по ним произвольного тока.

В качестве первого примера определим электрическое поле в сверхпроводнике и его сопротивление в резистивном состоянии при постоянном токе I . В уравнениях Максвелла (8) величина $\partial \vec{H}_3 / \partial t = 0$. Воспользовавшись моделью Бина [5], считаем, что при $I = I_{кр}$ плотность критического тока постоянна по толщине сверхпроводника. Полное падение напряжения \vec{U} на единице длины сверхпроводника определяется

$$\vec{U} = \vec{E}_3 - \vec{E}_4 = (\vec{i} - \vec{i}_{кр}) \rho_p. \quad (10)$$

Умножив и поделив правую часть выражения (10) на площадь сечения сверхпроводника, получаем

$$\vec{U} = (\vec{I} - \vec{I}_{кр}) R_p, \quad (11)$$

где R_p — резистивное сопротивление единицы длины сверхпроводника. Формула (11) является частным решением уравнений (8), (9) с учетом (6) и совпадает с эмпирической формулой, приведенной в работе [3] для сверхпроводников постоянного тока в резистивном состоянии.

В качестве второго примера определим электрическое поле в трубчатом сверхпроводнике в резистивном состоянии при протекании по нему синусоидного тока $I = I_0 e^{j\omega t}$ (I_0 — амплитуда периодического тока). Согласно модели Бина [5], при достижении транспортным током $I_T = I_0 \cos(\omega t)$ критической величины $I_{кр}$ в любой точке сверхпроводника плотность тока равна критической $i_{кр}$. Дальнейшее увеличение транспортного тока I_T приводит к появлению резистивного сопротивления сверхпроводника. При переменном токе I за счет скин-эффекта возможен случай, когда область, в которой плотность тока i превосходит критическую, не охватывает весь сверхпроводник. Поэтому при рассмотрении электрических полей в сверхпроводнике при переменном токе необходимо различать два случая: первый, когда плотность тока i только в части сверхпроводника превышает критическую $i_{кр}$, и второй, когда $i > i_{кр}$ во всей области.

Рассмотрим первый случай. При превышении транспортным током I_T критического значения за счет скин-эффекта электрическое поле \vec{E}_3 , полученное решением уравнений Максвелла (8), будет иметь наибольшее значение на внешней поверхности сверхпроводника и постепенно убывать вглубь. Область этого решения уравнений Максвелла будет ограничена радиусами R_1 (внешним радиусом сверхпроводника) и R_0 , определяемым условием

$$\vec{E}_3(R_0) = \vec{i}_{кр} \rho_p. \quad (12)$$

В области сверхпроводника, ограниченной радиусами R_0 и R_2 (внутренним радиусом сверхпроводника), плотность тока i будет равна критической $i_{кр}$. Для определения электрического поля в сверхпроводнике удобнее воспользоваться уравнениями (3), (4) с учетом (5). Условие (12) при этом заменяется на

$$E_2(R_0) = 0. \quad (13)$$

Для уравнений (3) и (4) выполняются начальные условия при $t = t_1$, когда $I_0 \cos(\omega t_1) = I_{кр}$,

$$E_2 = 0; \quad H_2 = 0. \quad (14)$$

Граничные значения получим из закона полного тока

$$H_2(R_0) = 0, \quad (15)$$

$$\vec{H}_2(R_1) = (I_0 e^{j\omega t} - I_{кр}) / 2\pi R_1. \quad (16)$$

Электрическое поле в сверхпроводнике определяется решением уравнений (3), (4) с граничными условиями (15), (16), начальными (14) и условием на глубину проникновения электрического поля (13). Это решение для электрического поля справедливо до момента времени t_2 , когда плотность тока i не превысит критическую $i_{кр}$ во всем объеме сверхпроводника.

В рассмотренном случае с ростом плотности тока i увеличивается область сверхпроводника, в которой $i > i_{кр}$. При дальнейшем увеличении транспортного тока I_T будет наблюдаться только увеличение плотности тока i . При этом плотность тока имеет ту же зависимость от времени, что и транспортный ток, и будет больше критической во всем объеме сверхпроводника.

Электрическое поле сверхпроводника во втором случае определяется решением уравнений (8) для обычных металлов с удельным сопротивлением, равным резистивному, с учетом (6) и уравнений (9).

Решение уравнений (8) для трубчатых проводников с удельным резистивным сопротивлением ρ_p и частотой тока ω хорошо известно из курса электротехники. Электрическое поле в сверхпроводнике имеет вид

$$\vec{E}(r) = \frac{j\omega\mu_0 I_0 e^{j\omega t} [J_1(\lambda R_2) K_0(\lambda r) + J_0(\lambda r) K_1(\lambda R_2)]}{2\pi R_1 \lambda [K_1(\lambda R_2) J_1(\lambda R_1) - J_1(\lambda R_2) K_1(\lambda R_1)]} - \vec{I}_{кр} R_p, \quad (17)$$

где K_n , J_n — модифицированные функции Бесселя первого и второго порядка, $\lambda^2 = j\omega\mu_0/\rho_p$.

Решение (17) справедливо в промежутке времени от t_2 до t_3 , границы которого определяются решением уравнения $\vec{E}_3(R_2) = \vec{i}_{кр} \rho_p$. Если глубина проникновения $\delta = (2\rho_p/\omega\mu_0)^{1/2}$ много больше толщины сверхпроводника $\Delta t = R_1 - R_2$, то при рассмотрении электромагнитных полей в сверхпроводниках можно пренебречь отличием электрического поля от решения (17) в интервале времени $[t_1, t_2]$. Времена t_2, t_3 для каждого полупериода можно определить из условия

$$I_0 \cos(\omega t) = I_{кр}.$$

Таким образом, в работе предложен аналитический метод расчета электромагнитных полей в сверхпроводниках в резистивном состоянии при протекании по ним произвольного во времени тока. Разработанная методика может быть применена при расчете тепловой стабилизации комбинированных сверхпроводников как постоянного, так и переменного тока.

Сибирский
научно-исследовательский институт энергетики,
Новосибирск

Поступила в редакцию
27/IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтов В. А., Зенкевич В. В., Кремлев М. Г., Сычев В. В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М., Энергия, 1975, 328 с.
2. Kim Y. B. Transport phenomena in type-II superconductors. Proc. X Intern. Conf. on Low Temperature physics. M., September, 1966.
3. Сычев В. В., Альтов В. А. К вопросу о распределении тока в комбинированных сверхпроводниках. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1970, № 5, 84—91.
4. Cummings R. D., Latham W. N. An experimental measurement of the dependence H-I curve Nb-Zr wire on temperature. — J. Appl. Phys. 1965, v. 36, № 9, 2971.
5. Vean C. P. — Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 250.

А. Б. КАПЛУН, М. Ф. КРУТЬКО

ВЯЗКОСТЬ РАСПЛАВЛЕННОГО ГЕРМАНИЯ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ

Измерению вязкости жидкого германия посвящено несколько работ [1—3]. Полученные данные расходятся как по абсолютной величине, так и по характеру температурной зависимости вязкости. Представляется целесообразным измерить вязкость германия вблизи температуры затвердевания с помощью вибрационного вискозиметра, так как такие измерения можно проводить практически непрерывно. Теория вибрационного метода измерения вязкости, измерительные схемы, экспериментальная установка и методика высокотемпературных измерений описаны в [4—6]. Мы остановимся лишь на тех деталях методики измерений, которые позволяют лучше понять полученные результаты.

В вибрационном методе вязкость измеряется по амплитуде вынужденных колебаний тонкой пластинки, погруженной в исследуемый расплав. Расчетная формула имеет вид

$$\sqrt{\rho\eta} = C_1/A - C_2.$$

Здесь ρ — плотность, η — вязкость исследуемой жидкости, C_1 и C_2 — постоянные прибора, определяемые при градуировке, A — амплитуда колебаний зонда.

Исследовался полупроводниковый германий марки ГПЗ ос.ч. (содержание электрически активных примесей не более $3 \cdot 10^{12}$ ат/см³).

Образцы получали методом направленной кристаллизации в кварцевой трубке в гелиевой атмосфере и подвергали травлению в кислоте для очистки от окислов и других загрязнений. Измерения проводили в тиглях из окиси алюминия, зонд вискозиметра размерами $15 \times 20 \times 0,4$ мм³ изготовлен из алунда. Термопару для измерения температуры расплава в алундовом чехле погружали в расплав на глубину $10 \div 15$ мм. Измерения проводили в атмосфере гелия высокой чистоты после прогрева экспериментальной установки и образца до температуры $400 \div 600^\circ\text{C}$ в вакууме $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Тарировку вискозиметра проводили на воздухе по жидкостям с известной вязкостью и плотностью (этиленгликоль и вода). Так как вязкость германия мала (величина $\sqrt{\rho\eta}$ германия $\approx 1,6 \div 1,4$ (спз. г/см³)^{1/2}), то сила трения деталей колебательной системы о газ, заполняющий установку, составляет заметную долю от силы трения зонда в расплаве. Необходимую поправку, учитывающую смену рода газа (воздух при тарировке и гелий при измерениях), определяли в специальном опыте. Величина этой поправки (в единицах $\sqrt{\rho\eta}$) равна $0,1 \pm 0,02$.

Вязкость германия определялась в трех сериях опытов. Измерения проводили как по стационарным точкам, так и в динамическом режиме при нагреве и охлаждении. Каждому опыту предшествовали разборка, сборка и тарировка установки. Эти операции проводились для то-

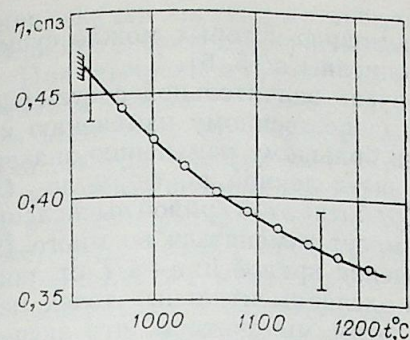


Рис. 1. Температурная зависимость вязкости расплавленного германия.

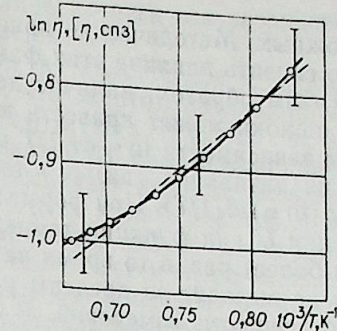


Рис. 2. Зависимость логарифма вязкости германия от обратной температуры.
— усредненные значения, — — — интерполирующая прямая.

го, чтобы исключить систематические ошибки, связанные с монтажом установки. В каждой серии опытов было получено $50 \div 70$ точек в интервале температур от точки плавления до 1200°C . Для вычисления вязкости использованы данные по плотности из [7]. Расслоение данных по вязкости, полученных в разных сериях измерений, не превышало величины дисперсии отдельного опыта, поэтому все результаты были обработаны совместно. Среднеквадратичное отклонение от усредняющей кривой, полученной по трем сериям измерений, $\pm 5\%$. Погрешность измерения вязкости германия оценивается нами $\pm 7\%$. Усредненные значения вязкости германия (рис. 1) на $30 \div 40$ меньше значений, полученных в [2, 3]. Как видно из рисунка, температурная зависимость вязкости представляет собой гладкую монотонную кривую без ветвлений и гистерезисов.

Вопрос о выборе интерполяционной формулы для температурной зависимости вязкости требует специального рассмотрения. Обычно экспериментальные данные по вязкости обрабатываются формулой

$$\eta = A \exp(U/RT), \quad (1)$$

где U — энергия активации вязкого течения.

Если $A = \text{const}$, $U = \text{const}$, то в координатах $\ln \eta \div 1/T$ должна быть прямая. Принято считать, что отклонения от линейной зависимости между логарифмом вязкости и обратной температурой, а тем более изломы на этой кривой свидетельствуют о структурных перестройках и изменениях в жидкостях характера межмолекулярного взаимодействия, например, об образовании кластеров при приближении к точке кристаллизации [1, 3]. При обработке экспериментальных данных по вязкости следует принимать во внимание, что интервал изменения вязкости обычно мал ($20 \div 25\%$), а среднеквадратичный разброс точек в корректных опытах сравнительно велик ($\pm 5\%$). В этих условиях наличие даже не очень значительных систематических ошибок, сравнимых с величиной разброса, может существенно исказить температурную зависимость вязкости, тем более, что сама систематическая ошибка может зависеть от температуры. В вибрационном методе измерения вязкости могут быть, как минимум, два источника таких систематических ошибок. Это наличие на поверхности расплава пленки окислов и других загрязнений и выделение пузырей растворимых газов на поверхности зонда. Кроме того, определенное влияние на величину измеряемого в опыте параметра — амплитуду колебаний зонда — может оказать изменение вязкости и плотности гелия с изменением температуры. Внести соответствующие поправки в результаты измерений вязкости не представляется

возможным. Методические приемы, с помощью которых можно существенно снизить влияние этих факторов, описаны в [5, 6].

Таким образом, наличие даже не очень значительной систематической ошибки может привести к весьма существенному изменению кривизны зависимости $\ln \eta$ от $1/T$ и к очень большому изменению значения энергии активации вязкого течения, вычисленной по формуле $U = R \cdot d(\ln \eta) / d(1/T)$. При формальной обработке этой кривой вычисленные значения U как функции температуры могут изменяться во много ($2 \div 3$ и более) раз, в то время как отклонения экспериментальных точек меньше не выходят за пределы разброса экспериментальных точек (или некоторой части этой величины, например половины).

При описании экспериментальных данных методом наименьших квадратов эту зависимость (1) следует рассматривать как интерполяционную, не придавая физического смысла зависимости величины U от температуры. Для выяснения поведения энергии активации U как физической величины следует стремиться к увеличению точности эксперимента и расширению температурного интервала исследований.

На рис. 2 приведена зависимость $\ln \eta \div 1/T$ для германия по результатам наших измерений. Вертикальными черточками отмечена величина случайного разброса экспериментальных точек, определенная по трем сериям измерений. Интерполяционное уравнение для температурной зависимости вязкости

$$\ln \eta = -2,12 + 13,52 \cdot 10^3 / RT. \quad (2)$$

Здесь η — в сантипуазах, $R = 8,314$ Дж/моль·град, T — в К. При формальном определении величины U ее значение при 1200°C уменьшается по сравнению с ее значением при низких температурах в 1,7 раза.

В методе крутильных колебаний ведерка, обычно применяемом при изучении вязкости расплавов, также имеются источники серьезных систематических ошибок, зачастую не учитываемых авторами. Об этом свидетельствует тот факт, что данные по вязкости расплавов, полученные этим методом, расходятся часто на десятки процентов, а иногда расхождения достигают 100 и более процентов [1—3, 8]. Одним из серьезных источников систематических ошибок является появление пленки окислов и других загрязнений на поверхности расплава. Это приводит к увеличению поверхности трения, уменьшению декремента затухания и кажущемуся неконтролируемому увеличению вычисленных значений вязкости. Влияние поверхностной пленки на результаты измерений вязкости германия изучалось в работе [2]. Аналогичные результаты получены в работе [9], в которой показано, что при корректной постановке опыта экспериментальные данные описываются простой экспоненциальной зависимостью.

Выделение пузырей растворенных газов на поверхностях трения также может существенно исказить результаты измерений вязкости. В одном из опытов кварцевый зонд был «заморожен» в германии, после чего на сколе поверхности, прилегающей к зонду, обнаружены следы пузырей. Нами проделано несколько опытов с кварцевым зондом, тиглем и чехлом термпары, однако воспроизводимых результатов получить не удалось. По-видимому, это связано с плохой смачиваемостью кварца жидким германием, образованием пленки окислов по поверхности расплава и образованием пузырей на кварцевом зонде.

Таким образом, обнаруженное в [1, 3] значительное увеличение энергии активации вблизи температуры кристаллизации чистого гер-

мания, скачки энергии активации и увеличение вязкости загрязненного германия требуют дополнительных подтверждений.

При вычислении энергии активации в соответствии с формулой Френкеля $\eta = Ae^{U/RT}$ обычно принимают, что энергия активации может быть вычислена по формуле $U = R \cdot d(\ln \eta) / d(1/T)$. Однако в общем случае, когда зависимость $\ln \eta \div 1/T$ нелинейна, оба коэффициента A и U являются функциями температуры, выделить которые невозможно. Так что температурная зависимость одного из коэффициентов A или U может быть задана произвольно. В частности, можно предположить, что $A = \text{const}$ и температурная зависимость вязкости будет определяться температурной зависимостью величины U . Значение U в каждой точке можно определить, решая дифференциальное уравнение

$$\frac{d(\ln \eta)}{d(1/T)} \equiv \varphi\left(\frac{1}{T}\right) = \frac{U}{R} + \frac{1}{RT} \cdot \frac{dU}{d(1/T)}, \quad (3)$$

где температурная функция $\varphi(1/T)$ определяется экспериментальными данными по вязкости. Если величина $dU/d(1/T)$ мала, т. е. кривизна зависимости $\ln \eta \div 1/T$ незначительна, мы приходим к общепринятому определению энергии активации вязкого течения.

В теории активированного комплекса вязкость описывается [10] зависимостью

$$v = \frac{\eta}{\rho} = \frac{Nh}{M} \exp(F/RT), \quad (4)$$

где F — свободная энергия активации вязкого течения

$$F = RT \ln \frac{Mv}{Nh}. \quad (5)$$

При определении F из дифференциального соотношения

$$\frac{d(\ln v)}{d(1/T)} \equiv \psi(1/T) = \frac{F}{R} + \frac{1}{RT} \cdot \frac{dF}{d(1/T)} \quad (6)$$

ее значение совпадает с энергией активации вязкого течения, если пренебречь слабой температурной зависимостью плотности.

При непосредственном вычислении F по (5) температурная зависимость свободной энергии в значительной мере определится абсолютной величиной предэкспоненциального множителя в (4), равного по формуле Эйринга $B = \frac{Nh}{M}$. Как и любая другая приближенная теория, теория Эйринга не может дать точных значений входящих в расчетные формулы коэффициентов, которые удовлетворяли бы эксперименту без подгоночных параметров, тем более что сам активационный механизм вязкого течения является приближенным (см., например, [11]). В работе [1] вычислена свободная энергия активации вязкого течения германия по (5), на температурной зависимости которой имеется минимум. Положение минимума определяется условием

$$\frac{dF}{dT} = R \ln \frac{M}{Nh} + R \ln v + RT \frac{d(\ln v)}{dT} = 0, \quad (7)$$

или

$$\ln \frac{M}{Nh} + \ln v + T \frac{d(\ln v)}{dT} = 0. \quad (8)$$

Если теперь выбрать иное значение предэкспоненциального множителя в (4), то условие (8) либо будет выполняться при некоторой другой температуре, либо вообще не будет выполняться в заданной области температур.

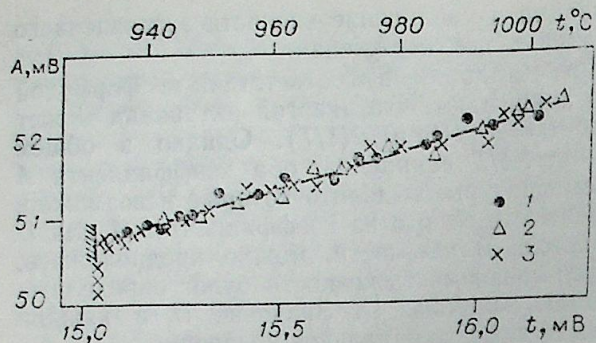


Рис. 3. Виброграмма германия вблизи температуры кристаллизации.
1 — охлаждение, 2 — нагрев, 3 — охлаждение.

Таким образом, появление особых точек на температурной зависимости энергии активации вязкого течения, вычисленной по формуле Эйринга (5), свидетельствует не столько о перестройках и превращениях в жидкости, сколько о приближенном характере самой теории.

Наиболее тщательно исследовалась нами вязкость германия вблизи температуры кристал-

лизации. Вибрационный метод позволяет вплотную ($\approx 0,01^\circ\text{C}$) приблизиться к этой температуре. Удобно анализировать поведение вязкости непосредственно по исходным данным. На рис. 3 приведен участок виброграммы (зависимости амплитуды колебаний зонда от температуры расплава). Из рисунка видно, что какие-либо особенности в поведении вязкости (изломы, расслоения, гистерезисы) в области кристаллизации отсутствуют вплоть до затвердевания. В опытах имело место незначительное переохлаждение. Температура кристаллизации определялась по виброграмме (по срыву колебаний зонда), а температура плавления — по термограмме, снятой в том же опыте в режиме охлаждения. Величина переохлаждения не превышала $4 \div 5^\circ\text{C}$.

ВЫВОДЫ

1. Вибрационным методом измерена динамическая вязкость расплавленного германия от температуры плавления до 1200°C .
2. Показано, что никаких аномалий в поведении вязкости германия в области температуры кристаллизации нет.
3. Проанализирована приемлемость различных интерполяционных формул для описания экспериментальных данных по вязкости расплавов.

Институт теплофизики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
13/1 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Глазов В. М., Чижевская С. Н., Глаголева Н. Н. Жидкие полупроводники. М., Наука, 1977.
2. Туровский Б. М., Иванова И. И. О температурной зависимости кинематической вязкости расплавленного полупроводникового германия. — ЖФХ, 1971, XLV, вып. 1, 176.
3. Левин Е. С., Замаараев В. Н. Температурная зависимость вязкости и самодиффузии жидкого германия. — В кн.: Физические свойства металлов и сплавов, вып. 1. Свердловск, 1976, с. 56—58.
4. Соловьев А. Н., Каплун А. Б. Вибрационный метод измерения вязкости жидкостей. Новосибирск, Наука, 1970.
5. Соловьев А. Н., Каплун А. Б. Исследование вязкости расплавленных металлов вибрационным методом. — В кн.: Физико-механические и теплофизические свойства металлов. М., Наука, 1976, с. 156—162.

6. Каплун А. Б., Авалиани М. И., Крутько М. Ф. Методика высокотемпературных измерений вязкости металлических расплавов. — В кн.: Вибрационная вискозиметрия. Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, 1976, с. 120—132.
7. Lucas L. D. Les Mem. Scient. de Rev. de metallurgie, 1964, 61, N 1, 1.
8. Арсентьев П. П., Коледов Л. А. Металлические расплавы и их свойства. М., Metallurgia, 1976.
9. Арсентьев П. П., Полякова К. И. Вязкость жидкого алюминия. — Изв. АН СССР. Металлы, 1977, 2, 65—70.
10. Глестон С., Лейдер К., Эйринг Г. Теория абсолютных скоростей реакций. М., ИЛ, 1948.
11. Харьков Е. И. Самодиффузия и вязкость простых жидкостей в рамках модели твердых сфер. I. Самодиффузия и вязкость простых жидкостей при температуре плавления. — Укр. физ. ж., 1977, 22, № 6, 930—937.

А. Н. ХОЗЕ, А. С. ЗАХАРОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
КОНДЕНСАЦИИ ВОДЯНОГО ПАРА
В ПРОТОЧНОМ ДИНАМИЧЕСКОМ ДВУХФАЗНОМ СЛОЕ

Изучение задач, связанных с процессом конденсации пара в теплообменных устройствах смешивающего типа, имеет большое практическое значение. В работах [1, 2] приведены некоторые экспериментальные характеристики процесса конденсации в динамическом двухфазном слое, полученные при различных условиях организации этого процесса.

Настоящее исследование посвящено изучению влияния на процесс конденсации в проточном динамическом двухфазном слое: приведенной скорости паровой фазы W_0'' ; расхода вводимой жидкой фазы (приведенной скорости жидкой фазы W_0'); исходного слоя жидкости h_0 ; относительного содержания воздуха в паре; геометрических размеров колонны и способа ввода жидкости в колонну. Эксперименты выполнены на установке, описанной в [2], в более широком диапазоне изменения основных параметров процесса.

Эффективность процесса конденсации оценивалась степенью конденсации

$$\eta = m_k / m_n \cdot 100\% \quad (1)$$

Здесь m_k — масса сконденсировавшегося пара; m_n — масса пара, поступавшего в колонну. Величина η является функцией ряда характеристик, знание которых является необходимым условием при проектировании теплообменных устройств, использующих этот способ конденсации.

В результате экспериментов получены зависимости $\eta = f_1(W_0')$, $\eta = f_2(W_0'')$ и $\eta = f_3(h_0)$, из которых следует

$$\eta \sim W_0'^{0,5} \text{ при } h_0 = \text{const}, W_0'' = \text{const};$$

$$\eta \sim W_0''^{-0,8} \text{ при } h_0 = \text{const}, W_0' = \text{const};$$

$$\eta \sim h_0^{0,17} \text{ при } W_0' = \text{const}, W_0'' = \text{const}.$$

Некоторые из этих зависимостей даны на рис. 1.

Эти закономерности получены в следующем диапазоне исходных характеристик: $W_0' = (2,14 \div 11,9) \cdot 10^{-3}$ м/с; $W_0'' = 2,28 \div 9,86$ м/с; $h_0 = 0,03 \div 0,12$ м; $P = 0,037 \div 0,136$ бар.

Необходимо отметить, что в рассматриваемом диапазоне изменения абсолютного давления P практически не наблюдалось его влияние на величину степени конденсации η .

Полученную зависимость η от W_0'' можно объяснить тем, что при увеличении приведенной скорости паровой фазы уменьшается время

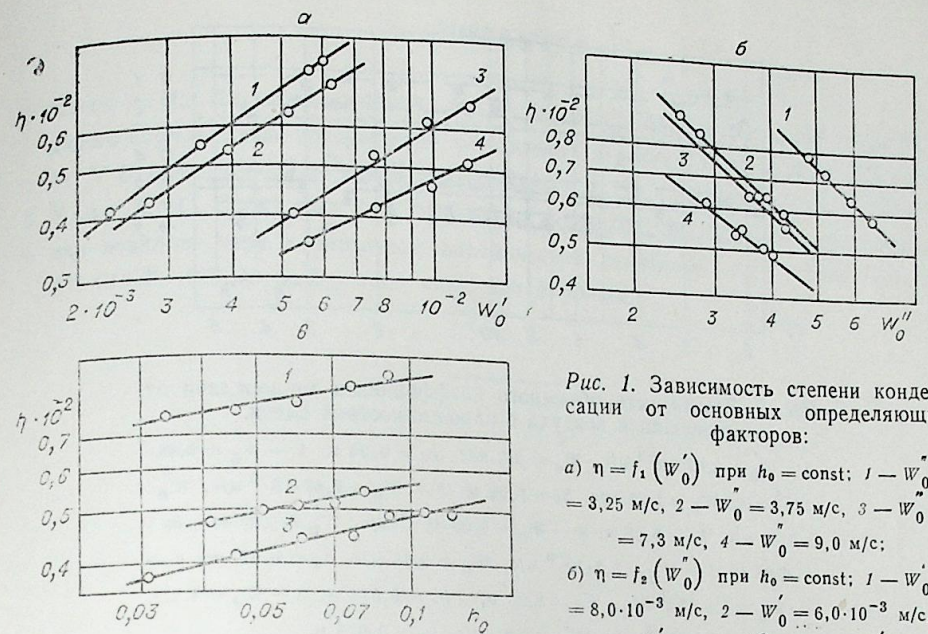


Рис. 1. Зависимость степени конденсации от основных определяющих факторов:

а) $\eta = f_1(W_0')$ при $h_0 = \text{const}$; 1 — $W_0'' = 3,25$ м/с, 2 — $W_0'' = 3,75$ м/с, 3 — $W_0'' = 7,3$ м/с, 4 — $W_0'' = 9,0$ м/с;

б) $\eta = f_2(W_0'')$ при $h_0 = \text{const}$; 1 — $W_0' = 8,0 \cdot 10^{-3}$ м/с, 2 — $W_0' = 6,0 \cdot 10^{-3}$ м/с, 3 — $W_0' = 5,5 \cdot 10^{-3}$ м/с, 4 — $W_0' = 4,5 \cdot 10^{-3}$ м/с;

в) $\eta = f_3(h_0)$ при $W_0' = \text{const}$; 1 — $W_0'' = 9,4 \cdot 10^{-3}$ м/с, 2 — $W_0'' = 5,4 \cdot 10^{-3}$ м/с, 3 — $W_0'' = 3,65 \cdot 10^{-3}$ м/с.

контакта фаз. Зависимость η от W_0' определяется существенным влиянием количества вводимой жидкости на структуру динамического двухфазного слоя, т. е. на его турбулизацию. Зависимость η от h_0 определяется величинами скоростей W_0' и W_0'' , причем чем меньше скорость W_0'' и больше скорость W_0' тем меньше влияние h_0 на степень конденсации η , и наоборот.

Исследование закономерностей изменения величины гидравлического сопротивления ΔP показало, что при $W_0' \ll 10 \cdot 10^{-3}$ м/с и $0,03 < h_0 < 0,12$ м $\Delta P \sim h_0$, а при возрастании W_0' до величины порядка $\sim 10 \times 10^{-3}$ м/с гидравлическое сопротивление зависит также от скорости жидкой фазы W_0'' :

$$\Delta P \sim W_0''^{0,2}.$$

Для этого случая при обработке экспериментальных данных получена следующая расчетная зависимость:

$$\Delta P = 4,54 \cdot 10^3 h_0 W_0''^{0,2}, \frac{H}{M^2} \quad (2)$$

При изменении величин исходного слоя жидкости h_0 и скорости жидкой фазы W_0'' в указанных выше диапазонах значения гидравлического сопротивления ΔP изменялись в пределах:

$$\Delta P = 461 \div 1120 \text{ Н/м}^2.$$

Влияние геометрических размеров колонны на теплоотдачу изучалось на трех колоннах с поперечными размерами: 60×60 мм², 80×80 мм² и 100×100 мм². Результаты экспериментов показали, что размеры поперечного сечения рассмотренных колонн практически не оказывают влияния на объемный коэффициент теплоотдачи α_v . Лишь

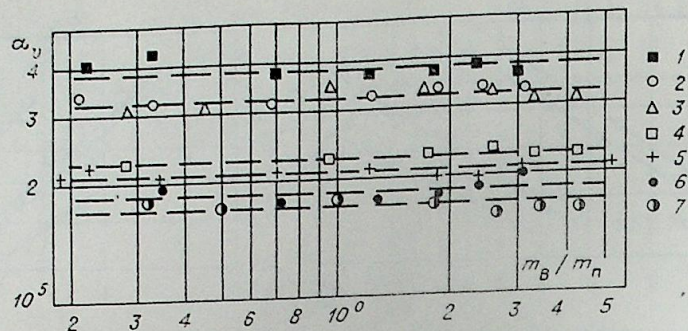


Рис. 2. Зависимость объемного коэффициента теплоотдачи от содержания воздуха в парожидкостной смеси.

1 — $W'_0 = 5,07 \cdot 10^{-3}$ м/с, $W''_0 = 2,2$ м/с, $h_0 = 0,03$ м; 2 — $W'_0 = 9,68 \cdot 10^{-3}$ м/с, $W''_0 = 5,68$ м/с, $h_0 = 0,06$ м; 3 — $W'_0 = 9,67 \cdot 10^{-3}$ м/с, $W''_0 = 5,12$ м/с, $h_0 = 0,06$ м; 4 — $W'_0 = 5,63 \cdot 10^{-3}$ м/с, $W''_0 = 2,23$ м/с, $h_0 = 0,06$ м; 5 — $W'_0 = 5,7 \cdot 10^{-3}$ м/с, $W''_0 = 2,45$ м/с, $h_0 = 0,075$ м; 6 — $W'_0 = 5,5 \cdot 10^{-3}$ м/с, $W''_0 = 2,65$ м/с, $h_0 = 0,075$ м; 7 — $W'_0 = 4,27 \cdot 10^{-3}$ м/с, $W''_0 = 2,05$ м/с, $h_0 = 0,075$ м.

для колонны с сечением 60×60 мм² в нескольких экспериментах были получены заниженные примерно на 10% значения $\bar{\alpha}_v$.

В экспериментах было изучено и влияние способа ввода жидкости на процесс теплообмена. Первоначально ввод жидкости осуществлялся в виде тонких струй воды, поступавших из распределительной трубки на стенки колонны и стекавших под действием силы тяжести в слой. При измененном вводе вода поступала в динамический двухфазный слой в виде пленки через специальные каналы в стенках колонны. Эксперименты показали, что рассматриваемые системы ввода практически не влияют на процесс конденсации.

Исследования установили влияние примеси воздуха в парожидкостной смеси на процесс конденсации. Эксперименты были выполнены при изменении относительного содержания воздуха в паре m_v/m_n в диапазоне от 0,19 до 5,2%. Нижний предел величины m_v/m_n ограничивался естественным притоком воздуха вследствие негерметичности экспериментальной установки; количество этого воздуха определялось расчетным путем из уравнения состояния идеального газа по данным изменения абсолютного давления в изолированной системе, находившейся под вакуумом, и не превышало $m_n \leq 0,01$ кг/ч.

Установлено, что в рассматриваемом диапазоне изменения отношения m_v/m_n отсутствовало его влияние на величину объемного паросодержания φ_n и гидравлического сопротивления ΔP .

Результаты экспериментов по исследованию влияния примеси воздуха на объемный коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha}_v$ представлены на рис. 2 и показывают, что величина $\bar{\alpha}_v$ практически не зависит от относительного содержания воздуха в паре m_v/m_n при изменении его от 0,19 до 5,2%.

ВЫВОДЫ

1. Исследовано влияние характеристик процесса на степень конденсации водяного пара.
2. Установлено, что объемный коэффициент теплоотдачи не зависит от содержания воздуха в парожидкостной смеси в исследованном диапазоне концентраций.

Новосибирский
электротехнический институт

Поступила в редакцию
7/XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Хозе А. Н., Дьяченко Ю. В., Захаров А. С. Исследование конденсации водяного пара в случае поверхностей, помещенных в динамический двухфазный слой.— Тр. V Всесоюз. совещ. по тепло- и массообмену. Т. III, ч. 2. Минск, 1976, с. 148—151.
2. Хозе А. Н., Захаров А. С. Объемный коэффициент теплоотдачи при конденсации водяного пара в проточном динамическом двухфазном слое.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1977, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2, 30—33.

В. М. АНДРЕЕВ, Г. М. ЖАРКОВА, Е. П. ФОКИН,
В. М. ХАЧАТУРЯН

СТАБИЛИЗАЦИЯ ТЕРМОИНДИКАТОРНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК

В последнее время для измерения температуры на поверхности получили распространение жидкокристаллические термоиндикаторы. Зависимость цвета холестерических жидких кристаллов (ХЖК) от температуры; достаточное их временное разрешение (20—30 мс); сравнительно низкая мощность, необходимая для их работы (10^{-4} Вт/см²); высокая температурная чувствительность (тысячные доли градуса) делают жидкие кристаллы незаменимыми для измерения температур во многих областях науки и техники [1]. Все названные характеристики относятся к тонкому слою ХЖК, нанесенному на исследуемую поверхность. Одним из существенных недостатков таких поверхностных термоиндикаторов является нестабильность их свойств во времени. Под воздействием кислорода воздуха и ультрафиолетового излучения происходят необратимые окислительные процессы в ХЖК, в результате чего изменяются его оптические свойства [2], одновременно происходят и текстурные изменения в слое жидкого кристалла [3].

Известно, что интенсивность рассеянного света максимальна, если холестерические жидкие кристаллы образуют так называемую плоскую текстуру. В этой текстуре оси холестерических спиралей расположены нормально поверхности, на которую они нанесены. Плоская текстура получается, например, при механическом сдвиге расплавленной капли ХЖК (кистью или сдвигом покровного стекла). Таким образом, приготовленная текстура со временем нарушается, и слой ХЖК теряет способность селективно рассеивать свет.

Текстурное старение инициируется как чисто химическими изменениями, происходящими в веществе, так и внешними факторами: физическое разделение компонентов в сложных смесях, влияние материала подложки, атмосферная пыль и т. д.

Ранее нами проведено исследование динамики старения ХЖК, нанесенных тонким слоем на различные подложки. Образцы хранились в различных условиях: на свету, в темноте, в холодильнике и т. д. [5]. Наименьший срок службы имели образцы с незащищенным слоем ХЖК, хранившиеся на свету при комнатной температуре. Введение в смесь жидких кристаллов химических добавок (антиоксидантов и фотооксидантов) значительно замедляло процесс старения, но не устраняло его полностью. Через неделю резко уменьшалась интенсивность рассеянного света, что в первую очередь связывается с текстурными нарушениями, происходящими в первоначально полученном плоском слое ХЖК.

Существует несколько путей стабилизации жидкокристаллических термоиндикаторов [4]: синтез новых и применение особо чистых жидкокристаллических веществ, введение в термоиндикаторы антиоксидан-

тов и фотоантиоксидантов, герметизация рабочих ячеек, микрокапсулирование ХЖК. Более перспективным методом стабилизации термоиндикаторных смесей представляется метод микрокапсулирования. Все ХЖК в виде микрокапсул, равномерно распределенных в толще прозрачного полимера [6—8]. Жидкие кристаллы (ЖК) эмульгируются в водном растворе гидрофильного полимера (поливиниловый спирт, желатина и др.) или в растворе полимера (полиуретаны) в каком-нибудь органическом растворителе. Данная смесь наносится на подложку, и после ее высыхания получают пленки, содержащие микрокапсулы ЖК размером 2—40 мк. Микрокапсулирование предохраняет жидкие кристаллы не только от воздействия окружающей среды, но и обеспечивает расположение их молекул в первоначально ориентированном состоянии более длительное время.

Из применяющихся в настоящее время гидрофильных полимеров наименьшую газопроницаемость имеет поливиниловый спирт, вследствие чего сохраняемость пленок на его основе более высокая. С другой стороны, довольно длительная технология микрокапсулирования ЖК в поливиниловом спирте и большой расход ЖК заставляет использовать для различных целей термоиндикаторные пленки на основе гидрофобных полимеров, обладающих большей газопроницаемостью [8]. Отсюда вытекает задача дополнительной защиты ЖК с помощью химических добавок.

В данной работе приводятся результаты исследования влияния различных химических добавок (антиоксидантов и светостабилизаторов) на увеличение срока службы термоиндикаторных пленок на основе гидрофобных полимерных связующих.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Все исследования проводились на смеси эфиров холестерина: бензоат, нонаноат, олеат. Эти вещества — наиболее часто употребляемые компоненты для составления термоиндикаторных смесей. Получены они по реакции холестеранола с соответствующей кислотой, очищались перекристаллизацией с последующим хроматографированием. Температуры фазовых переходов приведены ниже (°C).

Эфир холестерина	T_1	T_2	T_3
Бензоат		143,2	173,0
Нонаноат	(75,0)	80,3	92,3
Олеат		32,5	47,0

Здесь T_1 — температура перехода из холестерической фазы в смектическую, T_2 — температура перехода в холестерическую фазу, T_3 — температура перехода в изотропную жидкость. Указанная смесь эфиров (нонаноат — 72,0% вес. бензоат — 10, олеат — 18) в интервале температур от 55,0 до 59,2°C рассеивает свет длин волн видимого диапазона спектра. Максимумы спектров поглощения этих эфиров, снятых в растворе метанола на спектрофотометре „Спектод“, лежат в области 200—270 нм (рис. 1).

В качестве стабилизирующих добавок применялись самые разнообразные стабилизаторы, имеющие спектр поглощения в области 200—350 нм. Использовались стабилизаторы следующих типов:

Одно- и многоатомные фенолы 2,6-ди-трет-бутилфенол (I); пентаметилфенол (II).
Ароматические оксисоединения (производные 2-гидрокси-бензофенона) — 2-окси-4-метокси-2',3',4',5',6'-пентафторбензофенол (III); 1-(3-

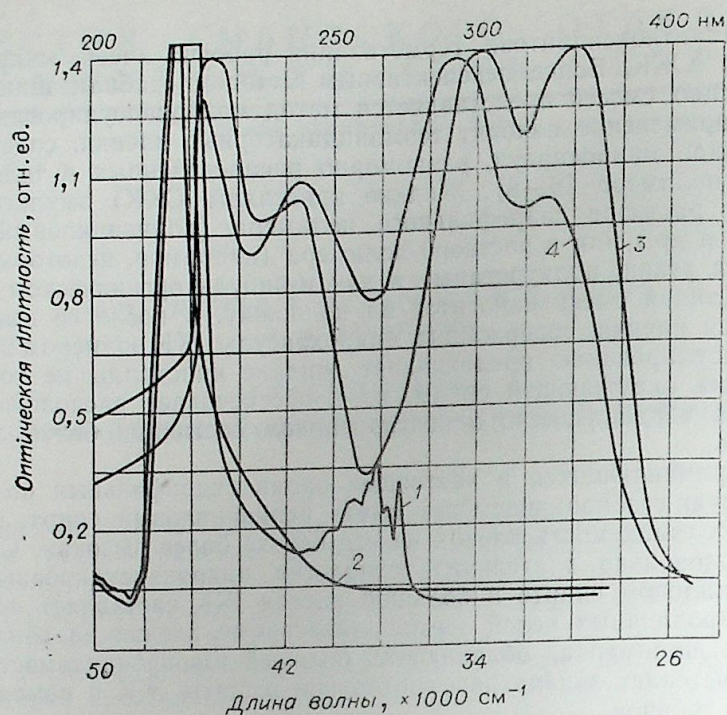


Рис. 1. Спектры поглощения ХЖК и стабилизаторов.
1 — холестерилноаноат, 2 — холестерилпропионат, 3 — стабилизатор X, 4 — стабилизатор XI.

окси-4-бензоилфенокси)-3-[4-(2'-оксибензоил)-фенокси]-пропанол-2 (IV), 2-окси-4-метоксиоктафторбензофенон (V).

Шестиленные гетероциклические соединения (производные пиримидина) — 4-фенил-2,6-ди-(о-оксифенил)-пиримидин (VI); 2-(о-оксифенил)-4,6-дифенил-пиримидин (VII); 4,4'-бис-[2-(о-оксифенил)-6-фенилпиримидинил-4]-дифенилоксид (VII).

Пятичленные гетероциклические соединения (производные бензотриазола) — 2-(2'-окси-5'-метилфенил)-бензотриазол (IX); 2-(2'-окси-3'-трет-бутил-5'-метил)-6-хлорбензотриазол (X).

Кремнийорганическое соединение — тетра-(2,2,6,6-тетраметил-4-пиперидил)-ортосиликат (XI); полиалкилбензольного типа — гекса-метилбензол (XII).

Из названных стабилизаторов одно- и многоатомные фенолы (I, II) являются важнейшим классом антиоксидантов, получивших широкое распространение для стабилизации полимерных пленок и нефтепродуктов [9]. Остальные соединения, в частности производные 2-гидроксибензофенона (III, IV, V), — классические светостабилизаторы.

Для экспериментов приготовили три партии образцов. В каждой партии имелся образец ХЖК, нанесенный на стеклянную подложку, образец с ХЖК без химических добавок, диспергированный в полимере (ацетилцеллюлоза), и аналогичный образец, но с перечисленными стабилизаторами, концентрация которых менялась от 1 до 12 вес.% по отношению ХЖК. Все стабилизирующие добавки (до 8 вес.%) хорошо смешиваются с ХЖК и дают с изменением температуры ярко окрашиваемые пленки. Стабилизатор XI с увеличением его концентрации выше 10% плохо растворяется в ХЖК, и интенсивность окрашивания пленок уменьшается.

Стабилизаторы по-разному влияют на температуру селективного рассеяния света исходной смеси (цветотемпературную характеристику). Стабилизаторы как II, III и IV незначительно снижают ее, а VIII

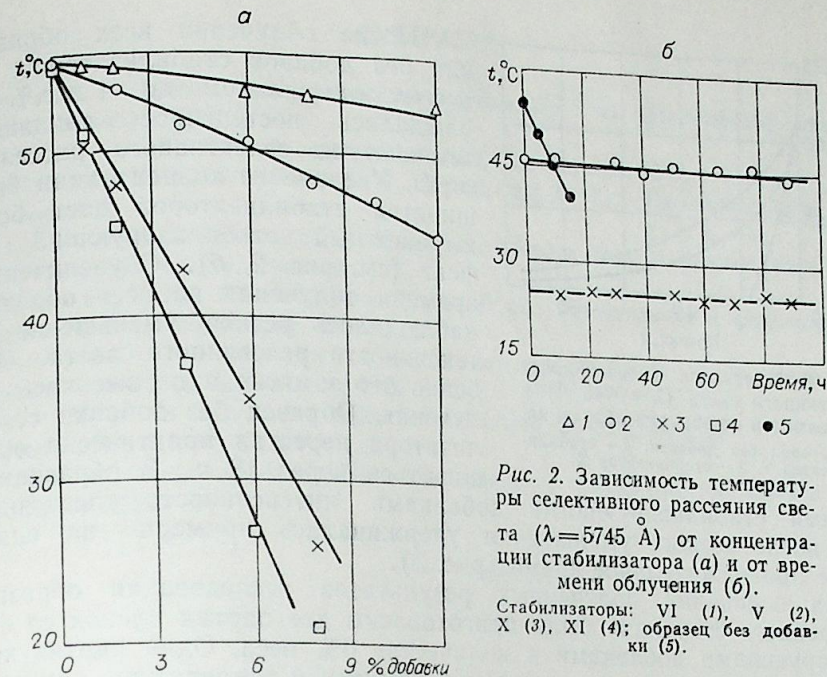


Рис. 2. Зависимость температуры селективного рассеяния света ($\lambda=5745 \text{ \AA}$) от концентрации стабилизатора (а) и от времени облучения (б).
Стабилизаторы: VI (1), V (2), X (3), XI (4); образец без добавки (5).

и IX оказывают более заметное влияние (рис. 2). Первая партия образцов для ускорения старения облучалась ксеноновой лампой ДКсIII-1000 м с энергетической освещенностью $5,52 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$. Для всех образцов определены зависимости параметров селективного рассеяния света от времени облучения. Степень стабилизации оценивалась по времени постоянства температуры рассеяния света определенной длины волны (5745 \AA) и достаточно высокой (хорошо видимой экспериментатором) интенсивности рассеянного света.

Изменение температуры рассеяния ($\lambda=5745 \text{ \AA}$) света в зависимости от времени хранения

Образцы	Свет					Темнота
	Сутки					Сутки
	0	52	92	137	328	328
Без добавки	55,5	55,5	—	—	—	—
С добавкой						
I	54,0	54,0	51,2	—	—	53,5
II	52,0	53,5	54,0	54,0	—	52,5
III	52,0	49,5	—	—	—	52,0
IV	54,5	53,0	—	—	—	51,5
V	51,0	51,0	—	—	—	—
VI	52,5	51,5	—	—	—	—
VII	32,1	33,2	—	—	—	—
VIII	40,4	40,3	40,4	—	—	—
IX	32,5	32,5	32,5	—	—	53,5
X	53,5	51,2	50,8	—	—	53,0
XI	53	—	—	—	—	—

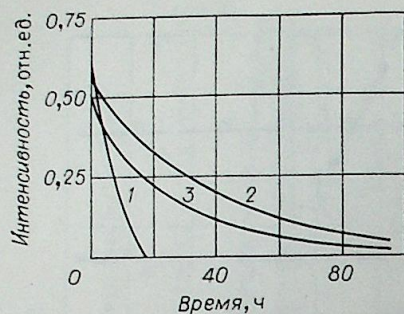


Рис. 3. Изменение интенсивности рассеянного света ($\lambda=5745 \text{ \AA}$) в зависимости от времени облучения. 1 — образец без добавки, 2 — стабилизатор V, 3 — стабилизатор X.

лучшими стабилизирующими добавками интенсивность рассеянного света после резкого уменьшения удерживалась примерно на одном уровне продолжительное время (рис. 3).

На основании полученных результатов исследования образцов «ускоренного старения» были приготовлены две партии пленок со стабилизирующими добавками в количестве 6% веса. Одна партия хранилась в течение года в темноте при комнатной температуре, другая — на свету в условиях рассеянного комнатного освещения. Периодически снимались характеристики этих пленок. Результаты замеров представлены в таблице.

Из таблицы видно, что смесь жидких кристаллов, заключенная в ацетилцеллюлозу, через год после своего изготовления перестала селективно рассеивать свет. Аналогично ведут себя образцы, содержащие добавки IV, VI, VII, VIII, IX. Эти добавки являются активными поглотителями УФ-излучения, и на термоокислительные процессы не влияют [9].

Образцы с содержанием антиоксидантов сохраняют близкую к первоначальной температуру рассеяния света более длительный срок.

Наилучшие результаты получились с образцами, содержащими антиоксиданты фенольного типа. На свету проявилось действие светостабилизаторов VIII, IX, X. Образцы с этими добавками дольше сохраняли свои свойства по сравнению с контрольным образцом. После годичного хранения яркость свечения оставалась удовлетворительной.

ВЫВОДЫ

1. Найдено, что соединение фенольного типа (пентаметилфенол) является стабилизатором холестерических жидких кристаллов, заключенных в газопроницаемый полимер.

2. Из сравнения влияния стабилизаторов на устойчивость пленок можно предположить, что процесс старения исследованных в работе ХЖК происходит главным образом в результате окислительных процессов. Широкий набор используемых светостабилизаторов дал менее выраженный эффект по сравнению с антиокислительной добавкой (II). Большой срок жизни в темноте показывает, что процесс старения в присутствии УФ-излучения ускоряется.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тез. докл. III Всесоюз. конф. по жидким кристаллам и их практическому использованию. Иваново, 1974.
2. Scala L. C., Dixon G. D.—Molecular and Liquid Crystals, 1969, v. 7.
3. Чистяков И. Г., Горина И. И., Рубцова М. Ю.—Кристаллография, 1977, 22, вып. 2.
4. Чистяков И. Г., Вистинь Л. К.—В кн.: Сборник докл. II Всесоюз. науч. конф. по жидким кристаллам. Иваново, 1973.
5. Жаркова Г. М., Хачатурян В. М.—В кн.: Газодинамика и физическая кинетика, ИТПМ. Новосибирск, 1974.
6. Шевчук С. В., Махотило А. П., Тищенко В. Г.—В кн.: Холестерические жидкие кристаллы. Новосибирск, 1976.
7. Dixon G. D., Meier J. F.—Molecular and Liquid Crystals, 1976, 37.
8. Патент США. 3, 872, 050, 1975.
9. Фойгт И. Стабилизация синтетических полимеров против действия света и тепла. Л., Химия, 1972.

В. М. ГЕЛЛЕР, Д. А. ПАНДЖАКИДЗЕ

ОПТИМИЗАЦИЯ ЭНЕРГОПАРАМЕТРОВ СВЧ ШИРОКОПОЛОСНЫХ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ

Широкое использование мощных многочастотных электромагнитных колебаний — энергоносителей, распределенных по каким-либо законам в достаточно широких частотных полосах, — одна из тенденций развития современной радиоэлектроники. К устройствам, создающим указанные колебания, — широкодиапазонным многочастотным, радиогенераторным и широкополосным усилительным системам — предъявляются весьма серьезные технико-экономические требования.

Остановимся на оптимизации методов создания одного из типов мощных многокаскадных широкополосных апериодических усилительных устройств, использующих принцип УРУ (рис. 1), успешно применяющихся до частот 500+600 МГц и мощностей до 1 кВт [1].

Энергетический критериальный параметр имеет вид

$$\eta_{\Sigma} = \frac{\eta_1}{1 + \eta_1 \sum_{h=2}^N \frac{1}{\eta_h \prod_{n=1}^{h-1} k_{pn}}}, \quad (1)$$

где $\eta_1 = \eta_{e1} \cdot \eta_{p1}$ — результирующий КПД выходного каскада; $\eta_k = \eta_{ek} \cdot \eta_{pk}$ — результирующий КПД k -го каскада; k_{pn} — коэффициент передачи по мощности n -го каскада; k_{p1} — коэффициент передачи по мощности выходного каскада; η_p — КПД резонатора; η_e — электронный КПД каскада; N — порядковый номер наименее мощного каскада (при этом $N \neq 2$).

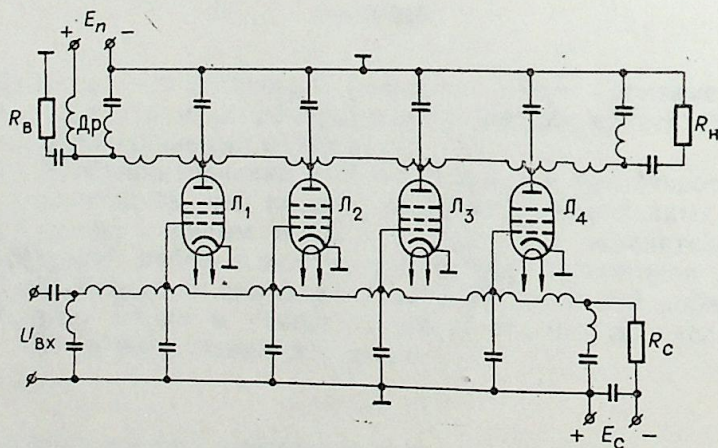


Рис. 1. Каскад УРУ на ламповых УЭ.

Параметр η_{Σ} в [2] применительно к мощным резонансным многокаскадным усилителям удовлетворяет, очевидно, условиям схемной и приборной инвариантности [3], т. е. может быть рекомендован для комбинированных систем, содержащих резонансные и апериодические усилители.

Однако специфика УРУ должна внести коррективы в методы оптимизации. В самом деле, УРУ, будучи системой направленного сложения гостимулированием одних усилительных элементов (УЭ) другими. Это приводит к неодинаковости энергетического вклада последних, зависящей от точки включения УЭ, т. е. от пространственной координаты, а значит, и пространственной энерго-режимной неоднородности системы. Очевидно, что энергооптимизация УРУ возможна лишь на путях плавного либо дискретно распределенных в структуре УРУ. Например, в мощных УРУ КВ диапазона при использовании большого числа тетродов в качестве УЭ, т. е. при сравнительно низких потерях в линиях, может оптимизироваться закон изменения волнового сопротивления анодной линии каскада \bar{z}_a в направлении к полезной нагрузке [5].

Следует отметить, что подобные методы оптимизации пространственных и электрических параметров, называемые «оптимальными управлениями», нашли широкое применение в СВЧ-волновой электронике [6]. Решаются они обычно в линейном приближении на основе принципа максимума Понтрягина путем реализации так называемого «оптимального управления», доставляющего максимальное значение выбранному критерию качества, каковым чаще всего является электронный КПД [6].

Однако, если в приведенных выше примерах «оптимальное управление» распространялось на энергоемкие (реактивные) элементы волновых трактов оптимизируемых приборов и устройств, то в реальных задачах оптимального построения мощных СВЧ (отчасти ВЧ)* УРУ приходится считаться с принципиально новой ролью переменного в направлении волнового процесса диссипативного фактора, имеющего к тому же ярко выраженный нелинейный характер, и становится актуальной проблема оптимизации закона изменения неоднородностей нелинейно-диссипативного типа.

С повышением частотного и мощностного номиналов УРУ уместным, а часто единственно возможным, становится инверсное включение УЭ в системе усилителя (рис. 2). Потери в возбуждающей линии перестают при этом быть лишь негативным фактором, поскольку в значительной мере определяются процессами прямого прохождения мощности из возбуждающей линии в нагрузочную и в известной степени характеризуют степень полноты энергоиспользования УЭ [7]. Безусловно вредны потери лишь в нагрузочной линии, следовательно, закон изменения самих потерь вдоль возбуждающей линии сам становится средством оптимального управления. Реализация отмеченного оптимального управления может быть достигнута либо при задании оптимального закона изменения «горячей» активной входной проводимости УЭ вдоль возбуждающей линии с постоянными реактивными параметрами [8], либо при задании оптимального закона изменения волнового сопротивления возбуждающей линии при постоянстве «горячей» активной входной проводимости УЭ [9], либо, наконец, включением УЭ в возбуждающую линию с помощью трансформирующих элементов, коэффициент трансформации которых в зависимости от номера УЭ меняется по оптимальному закону.

* Т. е. при сугубо мощностной трактовке явлений.

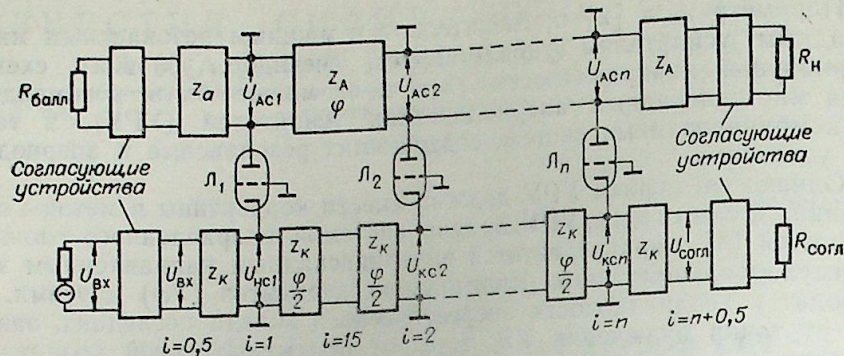


Рис. 2. Каскад УРУ с инверсным включением УЭ.

С точки зрения фазовых условий и конструктивной целесообразности на повышенных частотах более оптимальным представляется первое решение, на менее высоких частотах большими достоинствами обладают — второе и третье. Однако результаты работ [8] и [9] получены для уединенных каскадов мощных УРУ, чем и вызвано появление данной работы, преследующей цели системной энергооптимизации.

Остановимся подробнее на проблемах реализации оптимального управления в мощном двухкаскадном усилителе, заключающейся в оптимизации закона изменения «горячей» активной входной проводимости УЭ выходного каскада, выполненного по схеме УРУ, либо, что то же самое, закона изменения затухания вдоль возбуждающей линии.

Регулированием индивидуальных смещений на управляющих электродах УЭ при одинаковости величины максимально возможной * постоянной слагающей анодного тока каждого УЭ подбирается требуемый закон изменения углов отсечек анодного тока от $\Theta_1 = \alpha$ для первого до $\Theta_n = \pi$ (Кл. А) для последнего n -го УЭ, а значит, и соответствующий закон изменения «горячих» входных проводимостей УЭ:

$$G_i = 0,5S\gamma_1[\Theta(i)]. \quad (2)$$

Здесь S — крутизна анодно-сеточной характеристики УЭ; i — текущая дискретная координата (номер включения УЭ);

$$\gamma_1[\Theta(i)] = \frac{1}{\pi} [\Theta_i - \sin \theta(i) \cos \theta(i)].$$

Для определения аналитических условий реализации оптимального управления преобразуем критериальный параметр (1) применительно к исследуемой системе и введем в него функции «управления», частично используя при этом результаты, полученные в [8].

Опуская необходимость в трансформациях на выходах и входах усилительных каскадов, пренебрегая сеточными токами и заменяя с незначительной погрешностью суммы (при суммировании токов УЭ и затуханий в возбуждающей линии) определенными интегралами **, запишем аналитическое выражение коэффициента передачи по мощности выходного каскада УРУ с i -инверсно включенными УЭ

$$k_p = \frac{S z_a}{2b_0} \left\{ 1 - \exp \left[- \int_{0,5}^{i+0,5} b(\xi) d\xi \right] \right\}^2. \quad (3)$$

Здесь i — число ламп в выходном каскаде УРУ (скользящая величина);

* Данное обстоятельство является одним из основных факторов формирования критерия оптимальности многокаскадных УРУ:

$$I_{a0i} = I_{a0\max} = \text{const.}$$

** Как показано в [8], погрешность при такой замене не превосходит 4%.

z_a — характеристическое сопротивление анодной линии каскада; ξ — непрерывная текущая координата при замене конечных сумм определенным интегралом; $b(\xi)$ — характеристическое затухание в ξ -м сечении возбуждающей линии:

$$b(\xi) = 0,5S z_a \gamma_1[\Theta(\xi)], \quad (4)$$

т. е. в соответствии со сказанным выше — функция управления; b_0 — параметр УРУ (затухание в сечении возбуждающей линии, в котором УЭ работает в режиме класса А); z_k — характеристическое сопротивление «холодной» катодной линии.

В соответствии с (3) затухание отнесено к плоскости симметрии Т-образного четырехполюсника, поэтому его входные и выходные зажимы расположены в сечениях с дробными границами.

Отыскивая далее электронный КПД каскада УРУ в виде

$$\eta_e = \frac{P_{\text{вых}}}{E_a \sum_1^i J_{a0i}}, \quad (5)$$

где

$$I_{a0i} = S U_{\text{вх}} \gamma_0[\Theta(i)] \exp \left[- b_0 \int_{0,5}^{i+0,5} \gamma_1(\xi) d\xi \right] \quad (6)$$

и

$$\gamma_a[\Theta(i)] = \frac{1}{\pi} [\sin \Theta(i) - \Theta(i) \cos \Theta(i)], \quad (7)$$

получим после ряда очевидных преобразований

$$\eta_e = \frac{z_a \left\{ 1 - \exp \left[- \int_{0,5}^{i+0,5} b(\xi) d\xi \right] \right\}^2}{8b_0^2 R_0 i \gamma_0^2[\Theta(i)] \exp \left[- 2 \int_{0,5}^{i+0,5} b(\xi) d\xi \right]}. \quad (8)$$

Здесь R_0 — сопротивление единичного УЭ по постоянному току — величина постоянная.

Имея в виду соотношение (1), запишем аналитическое выражение интегрального КПД мощного двухкаскадного УРУ:

$$\eta_{\Sigma} = \frac{z_a \eta_2 S}{2b_0} \frac{\{\gamma_0[\Theta(i)] - T\}^2}{\gamma_0^2[\Theta(i)] [1 + 4\eta_2 S b_0 R_0 T^2 i]}, \quad (9)$$

где принято обозначение

$$\gamma_a[\Theta(i)] \exp \left[- b_0 \int_{0,5}^{i+0,5} \gamma_1(\xi) d\xi \right] = T, \quad (10)$$

причем в соответствии со сказанным выше $T = \text{const.}$

Поскольку коэффициенты разложения косинусоидального импульса γ_1 и γ_0 аналитически взаимообусловлены, «управление» в соотношении (9) содержится в функциональном множителе $\gamma_0[\Theta(i)]$. Оптимизация отмеченного «управления» применительно к данной задаче имеет свои особенности. В самом деле, обязательность выполнения граничных условий $\Theta_n = \pi$

$$\Theta_1 = \alpha, \quad (11)$$

$$\Theta_n = \pi, \quad (12)$$

делающая задачу нелинейной, и включение УЭ в дискретные сечения системы создают большую громоздкость, что вынуждает отказаться от оптимизации процесса усиления, описываемого системой дифференциально-разностных нелинейных уравнений, и реализовать оптимизацию функционального уравнения (9).

Представляется уместной оптимизация выбранного критерия, близкая к вариационному методу Ритца. Искомое управление отыскивается в виде полинома

$$f(i) = k_1\varphi_1(i) + k_2\varphi_2(i) + \dots + k_t\varphi_t(i), \quad (13)$$

где k_1, k_2, \dots, k_t — вещественные неизвестные коэффициенты, входящие в (13) в линейных сочетаниях; $\varphi_1(i), \varphi_2(i), \dots, \varphi_t(i)$ — функции пространственной координаты i , выбираемые на основе априорной информации о характере процессов, имея в виду оптимизационный характер задачи, наиболее удобными аппроксимирующими функциями являются ряды Вольтерра либо ряды экспонент [10].

Подставляя (13) в (9) и применяя к полученному функционалу обычную процедуру оптимизации*

$$\frac{d\eta_\Sigma}{dk_1} = 0, \quad (14)$$

получим следующее алгебраическое уравнение

$$k_1\varphi_1(i) + k_2\varphi_2(i) + \dots + k_t\varphi_t(i) = T. \quad (15)$$

Недостающие уравнения связи, позволяющие определить константы управления k_1, k_2, \dots, k_t , можно получить с помощью граничных условий, фиксирующих углы отсечки УЭ, стоящих в определенных (крайних либо промежуточных) сечениях оптимизируемого каскада

$$\begin{aligned} k_1\varphi_1(1) + k_2\varphi_2(1) + \dots + k_t\varphi_t(1) &= \gamma_0(\Theta_1) = \gamma_0(\alpha) \\ \vdots \\ k_1\varphi_1(n) + k_2\varphi_2(n) + \dots + k_t\varphi_t(n) &= \gamma_0(\Theta_n) = 1. \end{aligned} \quad (16)$$

Очевидно, общее число линейных уравнений для определения коэффициентов k_1, k_2, \dots, k_t должно быть равно t . Если $t-1$ — функциональная связь, зависящая от граничных условий, определяет управление вообще, то соотношение (15) придает рассматриваемой процедуре и искомым результатам свойство оптимальности.

Искомые коэффициенты k_1, k_2, \dots, k_t определяют по формуле Крамера [11]

$$K_t = \frac{\Delta_t}{\Delta} \quad (17)$$

при условии $\Delta \neq 0$, где

$$\Delta_t = \begin{vmatrix} \varphi_1(1) & \varphi_2(1) & \dots & \varphi_{t-1}(1) & \gamma_0(\alpha) \\ \varphi_1(2) & \varphi_2(2) & \dots & \varphi_{t-1}(2) & \gamma_0(\Theta_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1(i) & \varphi_2(i) & \dots & \varphi_{t-1}(i) & T \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1(n) & \varphi_2(n) & \dots & \varphi_{t-1}(n) & 1 \end{vmatrix}, \quad \Delta = \begin{vmatrix} \varphi_1(1) & \varphi_2(1) & \dots & \varphi_t(1) \\ \varphi_1(2) & \varphi_2(2) & \dots & \varphi_t(2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1(i) & \varphi_2(i) & \dots & \varphi_t(i) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1(n) & \varphi_2(n) & \dots & \varphi_t(n) \end{vmatrix}.$$

Как показывает опыт, в практических задачах достаточно применить аппроксимирующий трехчлен

$$k_1\varphi_1(i) + k_2\varphi_2(i) + k_3\varphi_3(i) = T, \quad (18)$$

* В силу линейной независимости коэффициентов k_1, k_2, \dots, k_t процедура оптимизации (14) может быть соотнесена к любой из неизвестных вещественных констант.

использовав при этом для получения дополнительных аналитических связей граничные условия в 1-м и n -м сечениях УРУ. Поскольку, однако, угол отсечки на входе устройства также является вторичным оптимизируемым параметром [5], то при некотором снижении точности можно использовать аппроксимацию двучленом при единственном граничном условии — так называемая «задача с одним закрепленным концом»:

$$\Theta_n = \pi. \quad (19)$$

Подобные решения уместны при построении СВЧ-устройства, где точность аналитических расчетов относительно невысока. Подстановка k_1, k_2, \dots, k_t дает возможность реализовать оптимальную зависимость

$$\eta_\Sigma = f_{\text{опт}}(i) \quad (20)$$

и далее при замене « i » на « n » — последующие дискретные оптимизирующие процедуры уже «неуправляющего» характера:

$$\frac{d\eta_{\Sigma\text{опт}}}{dn} = 0 \quad (21), \quad \frac{d\eta_{\Sigma\text{опт}}}{d\Theta_1} = 0, \quad (22)$$

т. е. получить максимально возможный КПД ($\eta_{\Sigma, \text{опт}, \text{опт}, \text{опт}}$) при заданных первичных независимых константах $S, C_{\text{э}}, \eta_\Sigma$, первые два из которых являются критериальными параметрами Боде [12].

В заключение отметим, что как принятые допущения, так и рекомендуемые методы реализации энергооптимизирующих «управлений» достаточно строго удовлетворяют общепринятым физическим представлениям.

ВЫВОДЫ

1. Предложенная системная оптимизация СВЧ УРУ при инверсном включении УЭ позволяет уменьшить режимно-энергетическую неоднородность усилительной структуры, присущую методу УРУ.

2. Энергетический вклад УЭ, стоящих в левых сечениях устройства возрастает, что приводит к росту интегрального КПД системы.

3. Оптимальное «управление» затуханием в возбуждающей линии позволяет задействовать в системе количество УЭ, приближающееся к оптимальному числу УЭ в СВЧ УРУ с нормальным включением последних и обеспечить уровень мощности порядка 0,5 кВт.

Новосибирский
электротехнический институт

Поступила в редакцию
6/VI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Инст и др. Лампы большой мощности с сеточным управлением.— В кн.: Мощные ЭАП СВЧ. М., Мир, 1974.
2. Геллер В. М., Ласточкина Л. П. Об оптимизации мощных резонансных многокаскадных электронных усилителей.— Радиотехника, 1976, 31, № 12.
3. Геллер В. М., Меренков В. М., Панджакидзе Д. А. Исследование методов энергооптимизации мощных многокаскадных широкополосных усилителей. V Всесоюз. межвуз. конф. по теории и методам расчета нелинейных электрических цепей и систем. Ташкент, 1975.

4. Геллер В. М., Безродный Е. М., Ласточкина Л. П. Некоторые вопросы оптимизации мощных электронных усилителей.— В кн.: Радиотехника. Респ. междуведом. темат. научно-техн. сборник, вып. 32. Харьков, 1976.
5. Алексеев О. В. Усилители мощности с распределенным усилением. Л., Энергия, 1968.
6. Кураев А. А., Ковалев И. С., Колосов С. В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск, Наука и техника, 1975.
7. Геллер В. М. Исследование влияния потерь на энергетические параметры распределенных усилителей мощности.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1964, № 10. Сер. техн. наук, вып. 3.
8. Васильев В. В. Об энергетических характеристиках УРУ на триодах, включенных по схеме с общей сеткой.— ИВУЗ, Радиотехника, 1969, XII, № 10.
9. Гаухберг Ф. Д. Широкополосные усилители с общими сетками ламп.— Вопросы радиоэлектроники, 1967, № 8, х.
10. Михлин С. Т. Вариационные методы в математической физике. М., Наука, 1970.
11. Курош А. Т. Курс высшей алгебры. М., Наука, 1965.
12. Бодэ Т. Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью. М., ГИИЛ, 1948.

УДК 621.315.542

В. П. БУРДУКОВСКАЯ, Б. И. КОВАЛЕВ, М. Л. ЛЕВИНШТЕЙН,
А. К. МИЛЕВСКИЙ

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА
ВОССТАНАВЛИВАЮЩИХСЯ НАПРЯЖЕНИЙ
НА КОНТАКТАХ ВЫКЛЮЧАТЕЛЕЙ
С УЧЕТОМ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ОТКЛЮЧАЕМЫХ ТОКОВ

В настоящее время, согласно существующей методике, требования к отключающей способности выключателей формулируются на основании отдельных детерминистских расчетов восстанавливающихся напряжений (ВН) на их контактах в процессе отключения токов короткого замыкания (КЗ). При этом выводы и рекомендации делаются исходя из анализа наиболее неблагоприятной ситуации, когда варьированием параметров исследуемой схемы, выбором вида и места КЗ, очередностью отключения полюсов выключателя обеспечивается высокое значение отключаемого тока и наиболее интенсивный процесс восстановления напряжения. Подобный подход к анализу условий работы выключателя обладает рядом существенных недостатков. При быстром росте мощностей электрических систем ориентация на самые тяжелые условия работы выключателей потребует в ближайшее время повышение их номинальных токов отключения в 1,5—2 раза. Создание подобных выключателей представляет сложную техническую задачу. Действительные же условия работы выключателей не соответствуют принятой методике расчетов. Не все короткие замыкания возникают в опасной близости от выключателя, в процессе эксплуатации изменяются параметры системы, ее конфигурация, случайным оказывается порядок отключения полюсов выключателя. Все это в значительных пределах изменяет отключаемые токи и ВН на контактах выключателя, а сама задача приобретает статистический смысл.

Общепринятая методика расчетов ВН основывается на предположении, что к моменту отключения любой фазы выключателя процесс в коммутируемой цепи является установившимся [1]. Однако эксперименты на физической модели и расчеты на цифровой ЭВМ, проведенные в СибНИИЭ, показали, что при трехфазных КЗ к моменту отключения второго и третьего полюсов выключателя в кривых токов сохраняется переходная составляющая, вызванная отключением предыдущих фаз. Это обстоятельство приводит к изменению скоростей и амплитуд ВН на втором и третьем полюсах выключателя по сравнению со значениями, получаемыми при отключении установившихся токов. Изменение параметров ВН определяется совокупностью факторов, наиболее существенными из которых являются моменты коммутации рассматриваемых фаз, индуктивные сопротивления генераторов и трансформаторных подстанций системы по каналам прямой и нулевой последовательностей, общая конфигурация исследуемой схемы, количество, параметры и протяженность линий электропередачи и т. д. Полагая, что параметры системы в момент осуществления коммута-

ции заранее не известны и случайным образом распределены в некоторых интервалах, необходимо количественно оценить влияние нестационарности отключаемых токов на ВН и дать оценку параметров ВН при статистической постановке задачи. В работе сделана попытка дать количественную оценку влияния нестационарности отключаемых токов на ВН, которые могут воздействовать на второй и третий полюсы выключателя, отключающего трехфазные КЗ в системе со случайными параметрами; дать количественную статистическую оценку ВН, воздействующих на выключатель, попадающий в произвольную точку системы со случайными параметрами; определить степень надежности и практическую пригодность методов анализа ВН без учета нестационарности отключаемых токов при получении статистической информации о ВН.

МЕТОДИКА ВЫПОЛНЕНИЯ РАСЧЕТОВ

Статистические расчеты ВН для решения поставленных задач выполнялись для схем, общая структура которых представлена на рис. 1. Предполагалось, что эти схемы отвечают некоторым системам 330 кВ, основные параметры которых случайны и распределены по закону равномерной плотности в следующих диапазонах: $n=1 \div 2$, $m=0 \div 2$, $l_n=45 \div 150$ км, $l_m=45 \div 150$ км, $x_{1j}=0,15 \div 0,6$, $x_{0j}=0,05 \div 0,6$ ($j=1, 2, 3$).

Неизменными во всех расчетах оставались амплитуды ЭДС. $E_1=E_2=E_3=1,05U_\phi$, где U_ϕ — фазное номинальное напряжение; волновые сопротивления линий по каналам прямой и нулевой последовательностей $Z_1, Z_0=2Z_1$, величины активных сопротивлений $r_{1j}=0,003$, $r_{0j}=0,0014$; емкость, моделирующая шины подстанции $C_m=200$ нФ.

В качестве базисных величин приняты: $U_\phi=U_{11}=330$ кВ, $Z_0=Z_1=295$ Ом.

Трехфазное короткое замыкание во всех расчетах предполагалось непосредственно у выключателя. В каждом варианте со случайной комбинацией параметров рассчитывались следующие режимы:

1) последовательное отключение всех полюсов выключателя из режима установившегося трехфазного короткого замыкания, ВН на втором и третьем полюсах выключателя отвечали при этом учету нестационарности отключаемых токов;

2) отключение второго полюса выключателя при установившемся режиме в схеме с предварительно отключенной первой фазой;

3) отключение последней фазы при установившемся режиме в схеме с предварительно отключенными первым и вторым полюсами выключателя.

Все численные расчеты выполнялись с помощью специального комплекса программ для исследования ВН. Таким образом, были получены выборки скоростей ВН V_1, V_{2y}, V_{3y} , соответствующие отключе-

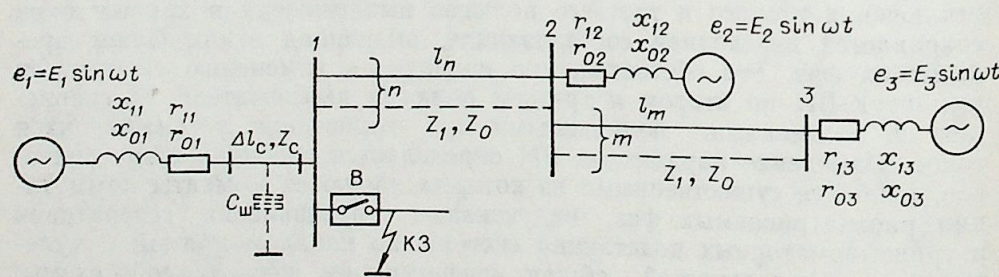


Рис. 1. Общая структурная схема исследуемых электрических систем.

нию первого, второго и третьего полюсов из установившихся режимов, и $V_{2п}, V_{3п}$, соответствующие отключению переходных токов вторым и третьим полюсами выключателя. При этом скорости ВН определялись как тангенс угла наклона касательной к кривой ВН, проведенной из начала координат. Полученные результаты обрабатывались по специальным программам обработки массивов случайных величин.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ОТКЛЮЧАЕМЫХ ТОКОВ НА СКОРОСТИ ВН

В табл. 1 приведены числовые характеристики и законы распределения основных выборок скоростей ВН, а также полученных на их основе вспомогательных выборок

$$\kappa_2 = V_{2п}/V_{2y}, \quad \kappa_3 = V_{3п}/V_{3y},$$

где относимые случайные величины принадлежат одному варианту расчета.

Количественная оценка влияния нестационарности может быть получена путем определения вероятностей:

$$P[V_{jп} > kV_{jy}] = P[\kappa_j > k] = P_{\kappa_j}(k), \quad j=2, 3,$$

характеризующих относительное число случаев, в которых при случайном изменении параметров системы в выбранных диапазонах ВН на полюсе, отключаемом в j -ю очередь, в k раз превысят соответствующее значения, полученные при отключении установившихся токов.

Поскольку случайные значения κ_j подчинены логарифмическому нормальному закону, то [2]

$$P_{\kappa_j}(k) = \frac{1}{2} - \Phi_0\left(\frac{\ln k - \alpha_j}{\beta_j}\right),$$

где $\Phi_0(x)$ — функция Лапласа; α_j и β_j находятся из выражений

$$e^{\alpha_j + \frac{\beta_j^2}{2}} = M[\kappa_j];$$

$$e^{2\left(\alpha_j + \frac{\beta_j^2}{2}\right)} (e^{\beta_j^2} - 1) = \sigma^2[\kappa_j].$$

Из анализа кривых $P_{\kappa_2}(k)$ и $P_{\kappa_3}(k)$ (рис. 2) следует, что при отключении второго и третьего полюсов выключателя повышение скоростей ВН под воздействием нестационарности отключаемых токов следует ожидать соответственно в 47 и 60% расчетов [$P_{\kappa_2}(1) = 0,47$; $P_{\kappa_3}(1) = 0,6$].

Вероятность получения большого относительного повышения скоростей ВН под воздействием нестационарности отключаемых токов оказывается весьма значительной (рис. 2). Например, увеличение скорости в 1,3 раза на третьей отключаемой фазе на-

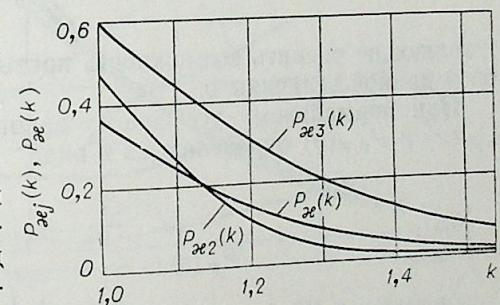


Рис. 2. Кривые распределения вероятностей отклонений скоростей ВН, полученных с учетом и без учета нестационарности отключаемых токов.

Таблица 1

Числовые характеристики и законы распределения скоростей ВН и их отношений

Характеристики случайной величины	Исследуемая случайная величина по фазам					χ_2	χ_3
	1		2		3		
	V_1	$V_{2П}$	$V_{2У}$	$V_{3П}$	$V_{3У}$		
	кВ/мкс						
Максимально наблюдаемое значение	1,55	1,60	1,46	1,44	1,37	1,360	1,910
Минимально наблюдаемое значение	0,270	0,286	0,286	0,182	0,312	0,630	0,590
Математическое ожидание	0,752	0,750	0,743	0,783	0,723	1,000	1,095
Среднее квадратическое отклонение	0,317	0,340	0,304	0,311	0,273	0,157	0,262
Закон распределения случайной величины	Усеченный нормальный закон					Логарифмический нормальный закон	
Предельный уровень значимости соответствия закону	0,80	0,85	0,65	0,65	0,60	0,72	0,94
Предельный уровень значимости объединения выборок	—	0,93	0,93	0,32	0,32	—	—
Коэффициент корреляции выборок	—	0,90	0,90	0,65	0,65	—	—
Размер выборок	44	44	44	88	44	44	44

блюдается в 20% случаев. Вместе с тем остается неясным, при всех ли абсолютных значениях скоростей ВН влияние нестационарности сказывается в равной степени. На рис. 3, 4 приведены кривые вероятностей

$$P[V_{jП} > v] = P_{VjП}(v) \text{ при } j = 2, 3$$

$$P[V_{jУ} > v] = P_{VjУ}(v) \text{ при } j = 1, 2, 3,$$

позволяющие оценить возможность превышения скоростями ВН некоторой заданной величины v .

При нормальном усеченном законе (см. табл. 1) вероятности $P_{VjП}(v)$ и $P_{VjУ}(v)$ определяются в виде

$$P_V(v) = \frac{\frac{1}{2} - \Phi_0\left(\frac{v - m_j}{\sigma_j}\right)}{\frac{1}{2} - \Phi_0\left(\frac{a - m_j}{\sigma_j}\right)},$$

где a — параметр усечения, равный минимальным наблюдаемым значениям скоростей $V_{jП}$ или $V_{jУ}$; m_j , σ_j — параметры, определяемые по мате-

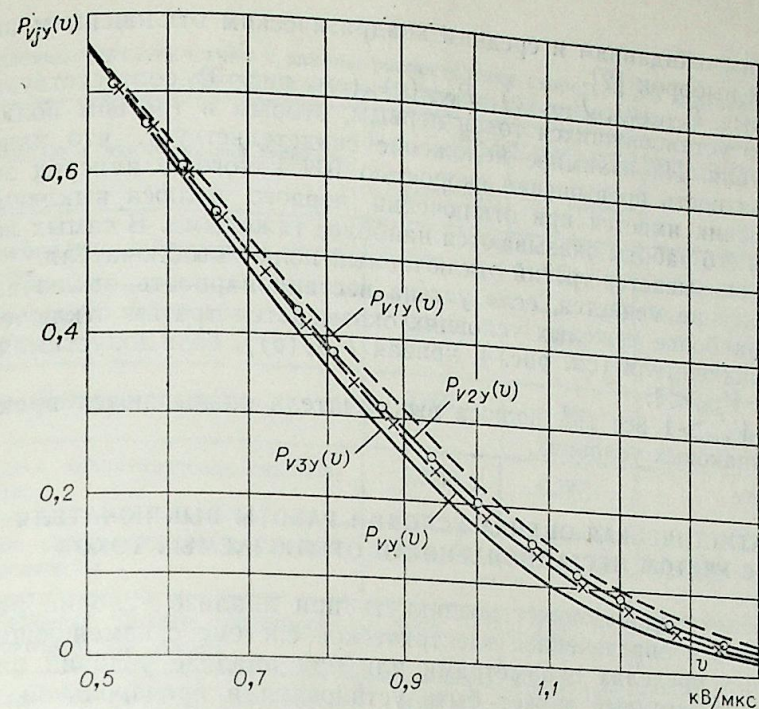


Рис. 3. Кривые распределения вероятностей скоростей ВН, полученные при условии отключения установившихся токов КЗ.

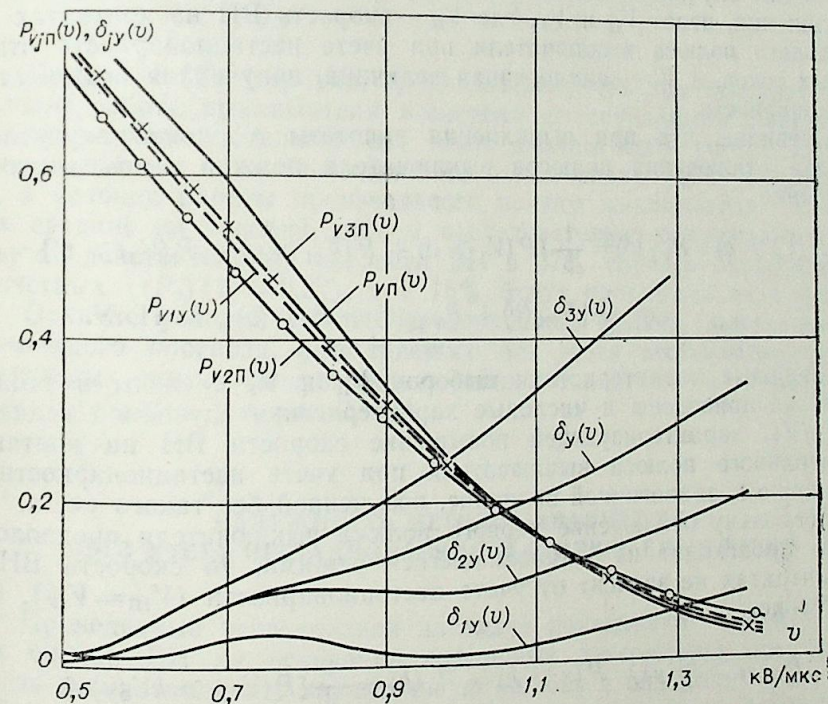


Рис. 4. Кривые распределения вероятностей скоростей ВН, полученные с учетом нестационарности отключаемых токов, и кривые $\delta_i(v)$ относительных погрешностей, полученные при замене реальной кривой распределения скоростей ВН $P_{VjП}(v)$ одной из кривых, соответствующих отключению установившихся токов.

матическим ожиданиям и средним квадратическим отклонениям анализируемых выборок [2].

Кривые $P_{V_{1Y}}(v)$, $P_{V_{2Y}}(v)$, $P_{V_{3Y}}(v)$ (см. рис. 3) соответствуют отключению установившихся токов первым, вторым и третьим полюсами выключателя. Их взаимное положение свидетельствует, что наибольшая вероятность превышения скоростью ВН какого-то наперед заданного значения имеется при отключении первого полюса выключателя и условия его работы оказываются наиболее тяжелыми. В самых легких условиях оказывается третий отключаемый полюс выключателя.

Положение меняется, если учтена нестационарность отключаемого тока. В наиболее тяжелых условиях оказывается третий отключаемый полюс выключателя (см. рис. 4, кривая $P_{V_{3Y}}(v)$), если допустимая скорость ВН $V_{доп} < 1$.

При $V_{доп} > 1$ все три полюса выключателя оказываются практически в одинаковых условиях.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА УСЛОВИЙ РАБОТЫ ВЫКЛЮЧАТЕЛЯ С УЧЕТОМ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ОТКЛЮЧАЕМЫХ ТОКОВ

Подобная задача может возникнуть при анализе условий работы выключателя в определенной электрической системе с изменяющимися в известных пределах параметрами или при анализе условий работы выключателя, который может быть установлен в произвольной точке какой-либо системы, параметры которой заранее неизвестны.

Примем, что отключение полюса в ту или иную очередь равновероятно. Тогда условия его работы можно оценить установлением закона распределения выборки скоростей ВН, полученной объединением выборок, отвечающих отключению полюса в первую, вторую и третью очереди. Обозначим случайные величины скоростей ВН, полученные при таком объединении, через V_{Π} и V_{Y} , где V_{Π} — скорость ВН на контактах произвольного полюса выключателя при учете нестационарности отключаемых токов, а V_{Y} — аналогичная величина, полученная без учета нестационарности.

Очевидно, что при выполнении гипотезы о равной вероятности порядка отключения полюсов выключателя должно иметь место соотношение

$$P(V_i > v) = P_{V_i}(v) = \frac{1}{3} [P(V_1 > v) + P(V_{2i} > v) + P(V_{3i} > v)] = \\ = \frac{1}{3} [P_{V_1}(v) + P_{V_{2i}}(v) + P_{V_{3i}}(v)], \quad i = \Pi, Y.$$

Числовые характеристики выборок V_{Π} и V_{Y} сведены в табл. 2. В ней же приведены и числовые характеристики случайной величины $\kappa = V_{\Pi}/V_{Y}$, характеризующей повышение скорости ВН на контактах произвольного полюса выключателя при учете нестационарности по отношению к аналогичной величине, полученной без такого учета.

Поскольку отключение первого полюса выключателя предположительно происходит из установившегося режима, то скорость ВН на его контактах не зависит от учета нестационарности ($V_{1\Pi} = V_{1Y}$). Следовательно,

$$P(V_{\Pi} > kV_{Y}) = P(\kappa > k) = P_{\kappa}(k) = \frac{1}{3} [P(V_{2\Pi} > kV_{2Y}) + \\ + P(V_{3\Pi} > kV_{3Y})] = \frac{1}{3} \{ [P(\kappa_2) > k] + [P(\kappa_3) > (k)] \} = \\ = \frac{1}{3} [P_{\kappa_2}(k) + P_{\kappa_3}(k)].$$

Таблица 2
числовые характеристики и законы распределения скоростей ВН и отношений этих скоростей на контактах произвольного выключателя

Характеристики случайной величины	Исследуемая случайная величина		
	V_{Π} , кВ/мкс	V_{Y} , кВ/мкс	κ
Максимально наблюдаемое значение	1,60	1,55	1,91
Минимально наблюдаемое значение	0,182	0,270	0,590
Математическое ожидание	0,760	0,740	1,045
Среднее квадратическое отклонение	0,328	0,297	0,220
Закон распределения случайной величины	Усеченный нормальный закон		Логарифмический нормальный закон
Предельный уровень значимости соответствия закону	0,63	0,60	0,93
Предельный уровень значимости объединяемости выборок	0,66	0,66	—
Коэффициент корреляции выборок	0,60	0,60	—
Размер выборок	132	132	88

Кривая $P_{\kappa}(k)$ (см. рис. 2) показывает, что при прогнозировании условий работы выключателя в системе со случайными параметрами нестационарность отключаемых токов должна быть учтена. Если ВН рассчитывать в предположении, что отключаемые токи установившиеся, а условия работы произвольного полюса выключателя определять как средние из условий работы последовательно отключаемых полюсов, то действительные скорости ВН в 37% случаев окажутся выше расчетных ($(P_{\kappa})(1) = 0,37$), а в 15% будут превышать их в 1,2 раза.

Отличие условий работы произвольного полюса выключателя от возможного прогноза, выполняемого без учета нестационарности отключаемых токов, подтверждает также сопоставление зависимостей $P_{V_{Y}}(v)$ и $P_{V_{\Pi}}(v)$ (см. рис. 3 и 4).

НАДЕЖНОСТЬ МЕТОДОВ АНАЛИЗА ВН БЕЗ УЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ОТКЛЮЧАЕМЫХ ТОКОВ

Проведенные исследования наглядно показывают, что при попытках оценки ВН на основании единичных детерминистских расчетов всегда можно получить значительную ошибку в определении скоростей ВН, а следовательно, и в определении условий работы выключателя. Однако выполнять расчеты ВН без учета нестационарности много проще. В связи с этим возникает вопрос, какова будет надежность подобных расчетов при оценке ВН со статистических позиций. Задача может быть решена путем определения степени объединяемости выборок V_{Π}

и V_y . Степень объединяемости выборок можно оценить также с помощью кривых (см. рис. 4)

$$\delta_i(v) = \frac{|P_{v\Pi}(v) - P_{vi}(v)|}{P_{v\Pi}(v)},$$

при $i=1Y, 2Y, 3Y, Y$, характеризующих относительную погрешность замены кривой распределения вероятностей $P_{v\Pi}(v)$, отвечающей реальным условиям работы произвольного выключателя в системе, одной из кривых $P_{v1Y}(v), P_{v2Y}(v), P_{v3Y}(v), P_{vY}(v)$ (см. рис. 3). Сопоставление этих кривых позволяет сделать заключение, что кривой $P_{v\Pi}(v)$ с наименьшей погрешностью отвечает кривая $P_{v1Y}(v)$.

Таким образом, рассматривая поток коммутаций выключателя с произвольным порядком отключения полюсов, следует сказать, что условия их работы усредняются, приближаясь к условиям работы первого полюса. Значит, для характеристики работы выключателя в системе со случайными параметрами с наименьшей погрешностью могут быть использованы статистические данные, полученные путем расчета скоростей ВН на первом полюсе выключателя, отключающего установившиеся токи КЗ.

В заключение отметим, что поскольку задачей статьи являлось изложение методической стороны рассматриваемого вопроса, приведенные характеристики не претендуют на универсальность и требуют дальнейшего уточнения путем тщательного анализа реальных диапазонов параметров систем и возможных типов их структуры. Задача статистического определения ВН с учетом нестационарности отключаемых токов охватывает в основном те точки сети, где преобладающими являются токи трехфазного КЗ ($\frac{x_1}{x_0} < 1$). При отключении однофазных

КЗ, как показали исследования, предварительная коммутация здоровых фаз практически не изменяет параметры ВН. В таких схемах нестационарность можно не учитывать.

Представляется целесообразным распространить подобный подход на оценку условий работы выключателей при удаленных КЗ с учетом статистики токов КЗ.

ВЫВОДЫ

1. Состав и параметры электрических систем могут рассматриваться как изменяющиеся случайным образом, поэтому целесообразно использовать статистический подход к оценке условий работы выключателей в таких системах.

2. При исследовании ВН следует учитывать нестационарность отключаемых токов, которая может вызывать значительное увеличение скоростей ВН на контактах второго и третьего полюсов выключателя, отключающего только трехфазные КЗ.

3. Степень возможного увеличения скоростей ВН, обусловленную нестационарностью отключаемых токов, можно оценить методом отыскания вероятностей, определяющих относительное число случаев, в которых реальные скорости ВН в заданное число раз превысят значения, отвечающие отключению установившихся токов.

4. Условия работы отдельных полюсов выключателя, отключающихся в заданной последовательности, могут быть оценены с помощью кривых распределения вероятностей, определяющих возможность превышения скоростями ВН заданной величины. Условия работы произвольного выключателя, полюса которого отключаются в любой очеред-

ности, могут быть установлены усреднением законов распределения вероятностей скоростей ВН, отвечающих фиксированному порядку отключения фаз. Полученные данные могут быть использованы для технико-экономического анализа целесообразности использования различных мер ограничения скоростей ВН.

5. Для статистической оценки условий работы произвольного выключателя в системе со случайными параметрами могут использоваться данные, полученные расчетом скоростей ВН на первом полюсе выключателя, отключающего установившиеся токи трехфазных КЗ.

6. При отключении однофазных КЗ искажение отключаемого тока в аварийной фазе при учете коммутации здоровых фаз незначительно, практически не влияет на параметры ВН и поэтому может не учитываться в расчетах.

Сибирский
научно-исследовательский институт энергетики,
Новосибирск

Поступила в редакцию
8/VIII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Акодис М. М., Корзун П. А. Определение восстанавливающегося напряжения на контактах выключателя. М., Энергия, 1968. 191 с.
2. Шор Я. Б. Статистические методы анализа и контроля качества и надежности. М., Советское радио, 1962. 552 с.

УДК 621.315.016.351

Г. Б. АТАМАНОВА, А. Х. КАЛЮЖНЫЙ, Э. С. ЛУКАШОВ

О СТАТИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ СЛОЖНЫХ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ, ВКЛЮЧАЮЩИХ НАСТРОЕННЫЕ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧИ

Одним из перспективных типов дальних электропередач переменного тока является настроенная электропередача (НЭП). Характеристики полуволновых и настроенных электропередач достаточно хорошо изучены, известны их достоинства и недостатки. Высокая пропускная способность НЭП в сочетании с возможностью использования обычного оборудования переменного тока позволяет предполагать, что НЭП найдут применение при формировании высоковольтной сети ЕЭС Союза для передачи электроэнергии на расстояния 2000—3500 км.

Менее изучено влияние НЭП на режимы и устойчивость сложной электрической системы, особенно в тех случаях, когда и передающий и приемный конец НЭП подключены к единой электрической сети. Один из наиболее важных вопросов — влияние НЭП на статическую устойчивость сложной электрической системы — до сих пор решался на основе общих соображений об изменении «жесткости» электрической сети при включении НЭП. Действительно, если между двумя удаленными друг от друга узлами электрической сети включить НЭП совместно с необходимыми устройствами поперечного регулирования напряжения, то электрическое сопротивление между этими узлами значительно уменьшится. Вся электрическая сеть станет более «жесткой», собственные и взаимные сопротивления схемы уменьшатся, что будет соответствовать увеличению предельных по статической устойчивости мощностей всех генераторов системы.

Качественную оценку влияния НЭП на статическую устойчивость сложной электрической системы в условиях параллельной работы НЭП и обычных линий переменного тока можно оценить на примере схемы рис. 1. Схема включает полуволновую линию без потерь ($A-D=1$, $B-C=0$), соединяющую электростанцию Г-2 с приемной системой неограниченной мощности С, а также сеть переменного тока цепочечной структуры и линию связи между началом НЭП и местной энергосистемой (Г-1). В самом неблагоприятном по устойчивости положении при раздельной работе сети и НЭП находится наиболее удаленный от приемной энергосистемы генератор Г-1. Изменение условий работы этого генератора при включении линии связи можно проиллюстрировать построением угловых нагрузочных характеристик. На рис. 2 изображена зависимость мощности Г-1 от угла между векторами U_0 и U_1 (кривая 1) при отключенной линии связи. Эта характеристика имеет максимум при углах намного превышающих 90° , так как предельный угол равен сумме углов на всех линиях между Г-1 и приемной системой (в данном случае кривая соответствует присоединению линии к одной промежуточной системе).

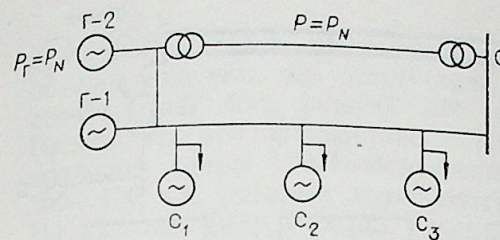


Рис. 1.

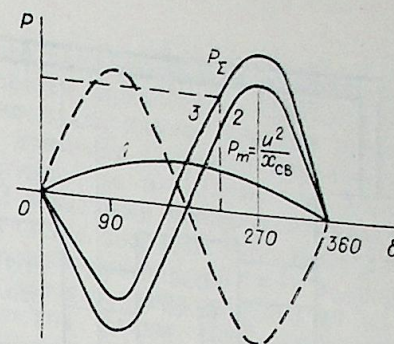


Рис. 2.

Если бы приемная система С и шины Г-2 имели глухое соединение, то искомая характеристика мощности была бы синусоидной, изображенной на рис. 2 штриховой линией. Полуволновая линия дает дополнительный сдвиг на 180° (кривая 2). Амплитуда этой характеристики, как правило, намного выше, чем у кривой 1, так как определяется в основном сопротивлением генератора.

При включении линии связи общая характеристика мощности получается суммированием характеристик обеих ветвей (кривая 3). Амплитуда ее намного превышает предельное значение характеристики при изолированной работе сети переменного тока, что указывает на значительное улучшение условий аperiodической устойчивости Г-1 после включения линии связи. Как видно из рис. 2, устойчивая работа системы возможна на электропередаче обычной сети при угле, превышающем предельный, т. е. за пределом статической устойчивости, соответствующим изолированной работе. Таким образом, при параллельной работе полуволновой линии и обычной сети переменного тока общий уровень статической устойчивости всех генераторов системы повышается.

При анализе реальных электрических систем необходима количественная оценка влияния НЭП на повышение статической устойчивости системы. При этом неприемлемы допущения, принятые выше. Действительно, настройка линии производится на угол, превышающий 180° , и характеристика мощности 2 будет зависеть от реактанса перестройки. Предельные мощности по ветвям определяются не при постоянстве напряжения, а при постоянстве ЭДС за некоторым реактансом генератора. Приемная система имеет конечную мощность. Между передающим концом НЭП и шинами местной системы Г-1 должно быть включено устройство продольно-поперечного регулирования напряжения (УППР).

Для реальной электроэнергетической системы (рис. 3) выполнены уточняющие расчеты с целью количественной оценки влияния НЭП на общий уровень статической устойчивости системы. Предполагалось, что по НЭП потребуются передавать энергию с востока страны на запад от тепловых электростанций, расположенных вблизи районов угольных месторождений Итата и Экибастуза.

Электропередача Экибастуз — Центр рассматривается в одноцепном исполнении на напряжении 1150 кВ протяженностью 2500 км. Настройка линии осуществляется за счет повышенных индуктивностей концевых трансформаторов, величина которых определялась из условий предотвращения самовозбуждения в такой схеме. Для передачи электроэнергии в Центр в Экибастузе установлена дополнительная мощность 6000 МВт.

Электропередача Итат — Центр рассматривается в двухцепном исполнении на напряжении 1150 кВ протяженностью 3300 км с генераторами общей мощностью 12000 МВт. Волновая длина этой НЭП не-

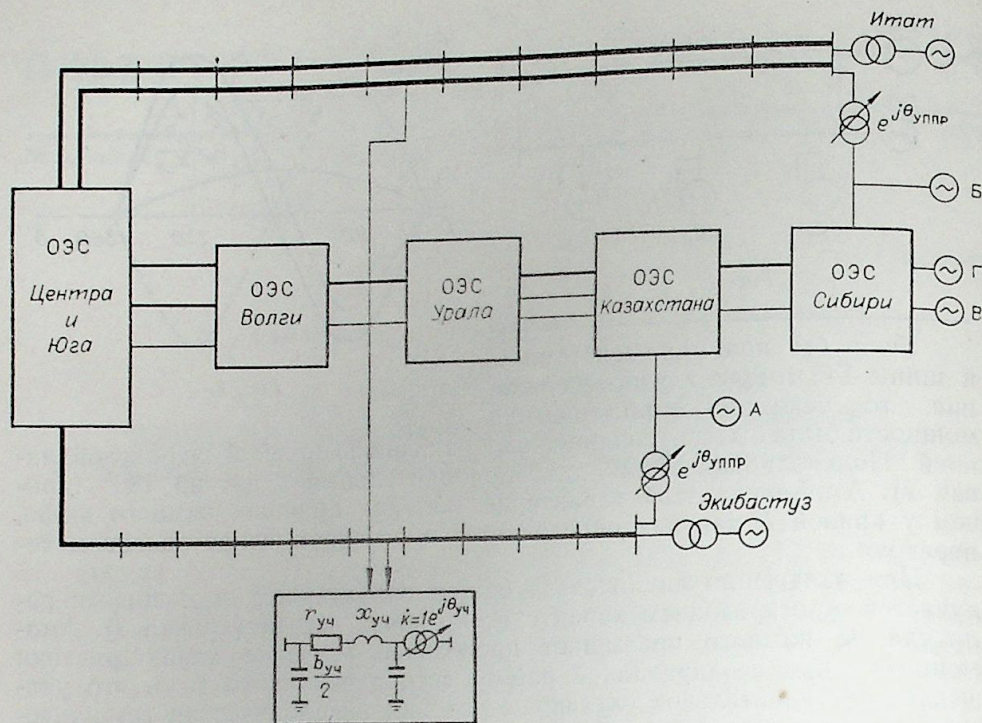


Рис. 3.

много больше 180° , поэтому настраивающие устройства принципиально не нужны. Для каждой цепи НЭП натуральная мощность равна 5380 МВт.

Для линии полуволновой длины перепад напряжения составляет ($5 \div 8\%$), поэтому для передачи мощности, близкой к натуральной, следует в начале линии поддерживать напряжение $1,05U_{ном}$, а в конце ($0,97-1,0$) $U_{ном}$ из условия отсутствия перетока реактивной мощности.

Главная особенность параллельной работы НЭП с сетью переменного тока — необходимость применения поперечного регулирования — обусловлена тем, что вектор напряжения в конце НЭП повернут относительно вектора вначале на угол, близкий к 180° . Величина этого угла мало зависит от передаваемой мощности. При отсутствии перетока угол равен 180° , а в режиме натуральной мощности — волновой длине. На всем диапазоне изменения мощности абсолютная величина изменения угла составляет не более 30° .

В то же время разность фаз векторов напряжений сети в узлах примыкания НЭП может изменяться в зависимости от перетоков мощности по сети переменного тока в диапазоне от 0 до 200° . Строгий анализ режимов и устойчивости энергосистем, включающих НЭП, до настоящего времени не проводился, так как не представлялось возможным рассчитать режимы в таких схемах. Для разработки метода, позволяющего рассчитать нормальные режимы сложной энергосистемы с одной и двумя НЭП, возможно использовать одну из существующих программ, учитывающую поперечное регулирование, например программу СДО-4 СЭИ СО АН СССР. Анализ статической устойчивости в такой схеме можно выполнить упрощенно или по точному критерию — с помощью программы РАПУС-4, разработанной в Сибирском НИИ энергетики [1].

Применение существующих программ, в частности СДО-4, не позволяет обычным путем рассчитать режим в системе, включающей по-

луволенную линию, из-за расходимости вычислительного процесса. Это обусловлено тем, что отсутствию перетока мощности по НЭП соответствует сдвиг фаз, равный 180° , а не нулю, как в обычных линиях. Преодолеть это препятствие можно, применив условную компенсацию волновой длины НЭП. Вся линия делится на 8—10 участков длиной $300 \div 400$ км, которые замещаются П-образными четырехполюсниками. На каждом (или каждом втором) участке вводится поперечное регулирование с помощью идеального трансформатора ($K_T = 1e^{j\theta}$). В результате волновая длина всей НЭП условно компенсируется до $\lambda_{эпв} < \pi/2$. Условная компенсация волновой длины НЭП учитывается уменьшением угла поворота на УППР. Таким образом, характеристика схемы, включающей НЭП и УППР, сохраняется без изменений. Этот прием делает возможным расчет нормальных режимов в схемах, содержащих одну, две и более НЭП.

Порядок расчета режимов при наличии НЭП включает следующие этапы:

1. Настроенная электропередача замещается цепочечной схемой. Условная компенсация ее волновой длины до $\lambda_{эпв} < 90^\circ$ распределяется по всей линии.

2. Рассчитывается нормальный режим в системе при отключенном УППР, т. е. когда НЭП подключена к приемной системе своим концом.

3. Сравниваются векторы напряжения в точках подключения УППР. Тем самым определяется эквивалентное и реальное поперечное регулирование при нулевом перетоке мощности через УППР, а также ожидаемое продольное регулирование из условия минимума реактивной мощности по НЭП.

4. Рассчитывается нормальный режим в системе при параллельной работе НЭП с сетью, т. е. при подключенном УППР.

5. Нормальный режим корректируется в необходимом направлении: изменяются перетоки мощности через УППР для поддержания по НЭП режима, близкого к натуральному.

Аналогично подключается к системе вторая и последующая НЭП. Таким образом, порядок расчета режимов с НЭП моделирует реальный порядок подключения НЭП на параллельную работу. Использование описанного метода позволило рассчитать нормальные режимы ЕЭС при параллельной работе с одной из НЭП Экибастуз — Тамбов, Итам — Центр, а также с обеими НЭП.

Предложенный порядок является корректным и не вносит никаких погрешностей при расчете установившихся режимов. Однако при проверке этих режимов на устойчивость искусственное изменение разворота векторов на НЭП и компенсация этого изменения с помощью УППР вносит, строго говоря, некоторую погрешность. Последняя обусловлена изменением собственных и взаимных сопротивлений между генераторами системы. Однако, согласно [2], введение фазового сдвига незначительно изменяет модуль собственного и взаимного сопротивления. Так как сопротивление НЭП во много раз меньше сопротивлений остальной сети, эти погрешности оказываются пренебрежимо малы. Поэтому этот прием использован и при анализе статической устойчивости.

Влияние НЭП на уровень статической устойчивости всего объединения оценивалось сравнением коэффициентов запаса устойчивости станций схемы ЕЭС при работе с НЭП и без них. Исследовались запасы устойчивости основных станций, которые условно обозначены на рис. 3 буквами А, Б, В, Г. В качестве исходного рассмотрен режим, который характеризуется величинами перетоков по линиям сети ЕЭС, равными $(0,7 \div 0,8)P_N$ в широтном направлении и натуральной мощностью по НЭП. При увеличении нагрузки станции дополнительная мощность распределялась таким образом, что перегружались линии

Определение запасов устойчивости восточных станций ЕЭС

Станция	Без НЭП $K_{30}, \%$	(С НЭП) Экибастуз—Центр		(С НЭП) Итат—Центр		С двумя НЭП	
		$K_3, \%$	K_3/K_{30}	$K_3, \%$	K_3/K_{30}	$K_3, \%$	K_3/K_{30}
А	24,6	Значит.	Значит.	118	4,8	Значит.	Значит.
Б	14,6	43,7	2,99	69,5	4,75	123	8,4
В	26,0	82	3,14	121	4,65	126	4,8
Г	44,2	79	1,78	81,2	1,83	174	3,9

НЭП. При этом в средней части этих линий повышалось напряжение. Однако, поскольку нагрузка осуществлялась с целью определения запасов устойчивости, ограничения по напряжению не учитывались. Результаты расчетов статической устойчивости представлены в таблице.

Из таблицы видно, что параллельная работа с одной НЭП в три и более раз повышает запас устойчивости. Даже у станции Г, удаленной от основной сети, запас возрос в 1,7÷1,8 раза. Такие результаты являются закономерными. Существенное повышение уровня апериодической устойчивости в системе обусловлено тем, что значительная ее часть шунтирована НЭП. При этом шунтируются и слабые звенья системы, имеющие место между отдельными энергообъединениями.

Генераторы, работающие на настроенную электропередачу, имеют высокий запас статической устойчивости. Подключение к ЕЭС повышает уровень их статической устойчивости. Так, запас статической устойчивости эквивалентного генератора Итата при изолированной работе НЭП оказался равным 66,8%, а при параллельной работе с ЕЭС он увеличился до 70%. При изменении загрузки этих генераторов в реально возможных пределах запасы генераторов А, Б, В, Г и др. остаются достаточно высокими, большими, чем при изолированной работе НЭП.

Дополнительно рассматривалось увеличение перетока на запад с учетом режимных ограничений. В этом случае дополнительная мощность нагружаемых станций принудительно, воздействием на УППР, направлялась по сети 1150 и 500 кВ. При этом по НЭП поддерживалась передача натуральной мощности и соблюдалось условие $u \leq 1,05u_{ном}$. Ограничение перетока восток—запад накладывалось в этом случае не из условия статической устойчивости, а из условия поддержания напряжения в сети. Наиболее тяжелый режим, при котором по линиям передавалась мощность $P \geq P_N$ и на нескольких станциях введены ограничения по току ротора, был также исследован на устойчивость. При параллельной работе с одной или двумя НЭП этот режим характеризуется достаточно высокими запасами устойчивости станций (более 30%). Этот же режим при изолированной работе НЭП оказывается неустойчивым. Следовательно, включение НЭП на параллельную работу практически снимает ограничения по статической устойчивости всех станций объединения.

ВЫВОДЫ

Впервые рассчитаны нормальные режимы сложной электроэнергетической системы с НЭП и исследована статическая устойчивость этого объединения по точному критерию.

Включение настроенной электропередачи параллельно с основной сетью переменного тока сложной электроэнергетической системы в 2÷5 раз повышает запас статической устойчивости основных станций. В энергообъединении с НЭП практически снимаются ограничения по статической устойчивости, что позволяет дополнительно по обычной сети увеличить переток мощности с востока страны на запад.

Сибирский
научно-исследовательский институт энергетики,
Новосибирск

Поступила в редакцию
18/IV. 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Калюжный А. Х., Соколов Ю. В. Алгоритм и программа расчета установившихся нормальных и послеаварийных режимов сложных электроэнергетических систем с учетом изменения частоты.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1977, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1, 126—131.
2. Долгов А. П. Влияние аргумента комплексного коэффициента трансформации на обобщенные параметры схем различной конфигурации.— В кн.: Режимы и устойчивость электрических систем. Труды НЭТИ. Новосибирск, 1974, с. 42—43.

УКД 531.6

Б. Н. СТИХАНОВСКИЙ, Л. М. СТИХАНОВСКАЯ

ЕМКОСТНЫЙ ДАТЧИК С УДАРНОЙ ЭЛЕКТРИЗАЦИЕЙ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ УДАРА ТЕЛ

В работах [1, 2] исследовались ударная поляризация материалов тел, инерционное разделение зарядов, диффузия носителей тока и др. процессы, сопровождающие удар твердых тел.

В данной работе показаны случаи, которые можно объяснить электризацией трением емкостного датчика о поверхность испытуемого тела. Примем, что при электризации трением (рис. 1) заряд на трущихся поверхностях пропорционален перемещению-скольжению Δx датчика относительно поверхности ударяемого тела, величине давления трения-скольжения $\sigma_{тр}$, емкости C_d датчика и распределению заряда между емкостями датчика и входа измерительного прибора $C_{вх}$

$$\Delta Q = K \cdot \Delta x \cdot \sigma_{тр} \cdot \frac{C_g^2}{C_g + C_{вх}}, \quad (1)$$

где $K = \frac{\sigma_e}{E \cdot \epsilon_0}$ — коэффициент пропорциональности, E — модуль упругости материала ударяемого тела, σ_e — поверхностная плотность зарядов, ϵ_0 — электрическая постоянная.

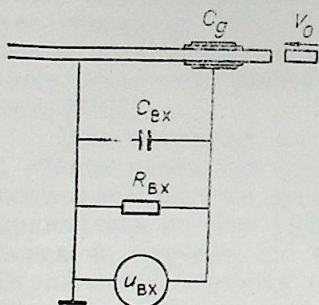


Рис. 1.

В дальнейшем предполагается провести анализ диапазона применимости формулы (1) — теоретически выявить и экспериментально проверить допустимые границы пропорциональности ΔQ величинам Δx и $\sigma_{тр}$.

Величина давления — трения равна $\sigma_{тр} = \mu \cdot f \cdot \sigma$, где μ — коэффициент Пуассона и f — коэффициент трения-скольжения между материалом испытуемого тела и диэлектриком емкостного датчика; $\sigma = \frac{V}{a} \cdot E$ — давление

продольной волны сжатия, V и a — продольные скорости поперечных сечений и волн деформаций. Величину поверхностной плотности зарядов можно приближенно определить по формуле

$$\sigma_e = e \cdot \left(\frac{N \cdot \gamma}{M} \right)^{\frac{2}{3}},$$

где e — единичный заряд; N — количество носителей зарядов в кмоле материала; M — количество кг в кмоле и γ — плотность материала диэлектрика емкостного датчика, приближенно $\sigma_e = (10^{-2} - 10^{-1})$ Кл·м⁻².

Подставляя значения σ и $\sigma_{тр}$ в (1), получим:

$$\Delta Q = K_0 \cdot C_0 \cdot \Delta x \cdot V, \quad (2)$$

$$\text{где } K_0 = \frac{\mu \cdot f \cdot \sigma_e}{\epsilon_0 \cdot a}, \quad C_0 = \frac{C_g^2}{C_g + C_{вх}}.$$

Если постоянная времени $R_{вх} \cdot C_g \ll \tau$, где $R_{вх}$ — сопротивление входа измерительного прибора; τ — время ударного импульса, то напряжение $u_{вх}$ на входе прибора равно

$$u_{вх} = R_{вх} \cdot \frac{dQ}{dt} = K_0 \cdot C_0 \cdot R_{вх} \cdot V^2. \quad (3)$$

Из (3), в частности, следует, что при увеличении сопротивления $R_{вх}$ сигнал на входе $u_{вх}$ пропорционально увеличивается. Однако при этом равенство (3) справедливо, если $R_{вх} \cdot C_g \ll \tau$.

При $R_{вх} \cdot C_g > \tau$ имеем

$$u_{вх} = \frac{\Delta Q}{C_g + C_{вх}} = K_0 \cdot \frac{C_g^2}{(C_g + C_{вх})^2} \cdot \Delta x \cdot V. \quad (4)$$

Учитывая равенство (3) и то, что энергия продольной волны деформаций равна $E = E_g + E_k = 2E_k = \int_0^{M_u} V^2 dm$, получим:

$$E = \frac{M_u}{K \cdot C_0 \cdot R_{вх} \cdot \tau} \cdot \int_0^{\tau} u_{вх} \cdot dt, \quad (5)$$

где E_g и E_k — энергия деформаций и кинетическая энергия продольной волны, имеющей скорости V поперечных сечений; M_u — масса стержня, захваченная волной деформации за время удара τ .

Из (5) следует, что энергия волны деформаций прямо пропорциональна площади импульса сигнала $u_{вх}$. Учитывая при этом, что время удара и форма импульса (при всех прочих равных условиях) практически мало зависят от скорости удара [3], можно записать:

$$E = K_1 \cdot u_{вх}, \quad (6)$$

где K_1 — тарировочный коэффициент пропорциональности для определенного вида емкостного датчика, постоянных времени измерительной цепи, геометрии и массы соударяемых тел, т. е. при этом величина K_1 остается постоянной, когда изменяется (при всех прочих равных условиях) лишь скорость (или кинетическая энергия) удара тел.

Величину K_1 можно определить из (5) или получить независимым путем. В последнем случае достаточно измерить скорости V_1 и u_1 ударяющего тела до и после удара и сигнал $u_{вх}$. Энергия упругой волны деформаций равна

$$E = \frac{m_1}{2} (V_1^2 - u_1^2) - E_{пл}, \quad (7)$$

где $E_{пл}$ — энергия пластических деформаций в зоне контакта тел. Практически в машинах ударного действия $E_{пл} \approx 0$, т. е.

$$E = \frac{m_1}{2} (V_1^2 - u_1^2).$$

Из (6), (7) и $E_{пл} \approx 0$ следует

$$K_1 = \frac{m_1 (V_1^2 - u_1^2)}{2 \cdot u_{вх1}}. \quad (8)$$

Учитывая (3), определяем в продольной волне деформаций скорости поперечных сечений V , относительные деформации ε , напряжение (давление) σ и ударную силу F :

$$\left. \begin{aligned} V &= \left(\frac{u_{вх}}{K_0 \cdot C_0 \cdot R_{вх}} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \varepsilon &= \frac{V}{a}, \quad \sigma = \varepsilon \cdot E, \quad F = \sigma \cdot S. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Среднее ускорение массы, захваченной ударным импульсом в момент времени t , равно

$$W_{ср} = \frac{V}{t} = \frac{1}{t} \left(\frac{u_{вх}}{K_1 \cdot C_0 \cdot R_{вх}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

где $0 < t < \tau$.

Как известно из теории удара [3,4], максимальное ускорение имеет место при упругих деформациях, когда

$$V = V_2 = \frac{V_0}{4(1+\lambda)}, \quad \text{где } \lambda = \frac{\gamma_2 \cdot a_2 \cdot s_2}{\gamma_1 \cdot a_1 \cdot s_1}, \quad \gamma_i, a_i, s_i$$

— соответственно плотность, скорости распространения и площади поперечных сечений ударяющего ($i=1$) и ударяемого ($i=2$) тел, V_0 — скорость соударения тел. Подставляя V_2 в (9), имеем $u_{вх1} = K_0 \cdot C_0 \cdot R_{вх} \times \frac{V_0^2}{16(1+\lambda)^2}$. Исходя из осциллограммы измеряемого импульса, величине $u_{вх}$ соответствует время $t = t_m$, т. е. в момент времени t_m имеем максимум ускорения

$$W = W_m = \frac{V_0}{4(1+\lambda)t_m} \geq W_{ср}. \quad (11)$$

Если начальная скорость удара не измерена, максимальное ускорение находится в точках наибольшей крутизны осциллограммы $u_{вх}(t)$, исходя из (10).

Были проведены измерения емкостным датчиком с различными диэлектрическими пленками скольжения. При этом явно прослеживалась зависимость сигнала $u_{вх}$ от коэффициента трения-скольжения f . Например, при добавлении масла между пленкой и поверхностью медного стержня сигнал уменьшался во столько же раз, во сколько сухое трение больше, чем со смазкой. Как показывают измерения, слишком тугой прижим датчика к стержню ведет к захватыванию материала диэлектрика с волной деформации, т. е. нет скольжения Δx датчика относительно стержня. С другой стороны, слабое прижатие приводит к зазорам между поверхностями стержня и диэлектрика датчика. Наилучшая стабильность и качество измерений при тугом скольжении датчика. Масляная пленка хотя и уменьшает амплитуду сигнала (до 10 раз), однако скольжение улучшается и сигнал получается в некоторых случаях лучшего качества. На рис. 2. приводятся осциллограммы импульсов удара стальным бойком по медному стержню длиной 1,8 м и диаметром 18 мм. Верхний луч — измерение с помощью вышеописанного емкостного датчика. У тензодатчика усиление в $5 \cdot 10^4$ раз, у емкостного датчика — в 10^3 раз, вертикальный масштаб — 10 В/деление, горизонтальный — $200 \cdot 10^{-6}$ с. Емкость датчика $C = 10^{-10}$ ф, входа усилителя $C_{вх} = 5 \cdot 10^{-10}$ ф, сопротивление входа $R_{вх} = 5 \cdot 10^5$ Ом.

Из осциллограммы видно, что сигнал от емкостного датчика соответствует по времени сигналу от тензодатчиков с некоторым сдвигом из-за их последовательного расположения и крепления на стержне. Отличие состоит в том, что у тензодатчиков сигнал $u_{вх}$ пропорционален V , σ , и ε , а у емкостного датчика — V^2 , σ^2 и ε^2 , поэтому в первом случае знак импульса меняется в зависимости от прохождения в месте крепления тензодатчика прямой и отраженной волн; а у емкостного датчика сигнал всегда одного знака.

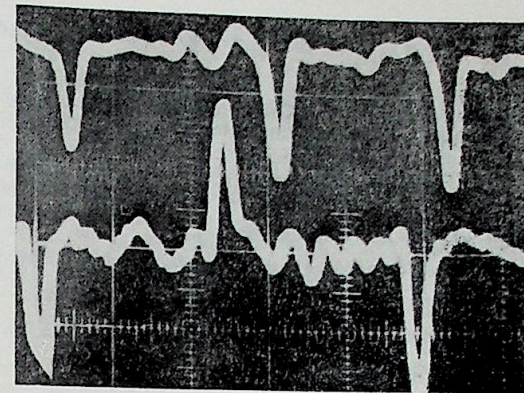


Рис. 2.

Измерение с помощью емкостного датчика, в котором используется электризация ударным трением-скольжением, является простым и надежным способом определения параметров удара тел. Для измерений необходимо плотно закреплять металлическую пластину через один или несколько слоев диэлектрика, которые в процессе удара могут скользить относительно ударяемого тела на доли миллиметра. Чтобы датчик не перемещался на большие расстояния в процессе многочисленных ударов, например, в машинах ударного действия, где происходит несколько сот и тысяч ударов в минуту, можно сделать с двух сторон податливые упругие ограничители в виде обычной намотки из изоляционной ленты.

Особенно удобен описанный способ для измерения энергии удара, так как сигнал с датчика прямо пропорционален энергии удара. В частности, измерения энергии удара были проведены в лаборатории электрических машин ударного действия ИГД СО АН СССР.

Вначале на вертикальном стенде была проведена тарировка датчика по энергии удара, которая затем измерялась непосредственно на машинах. Измерения показали высокую линейность сигнала с датчика от величины энергии удара, стабильность и повторяемость измерений в широком диапазоне скоростей удара (от нескольких см. с⁻¹ до 45 м. с⁻¹ соответственно на маятниковом и ротационном ударных стендах) при различных материалах и геометрии испытуемых тел (от мягкого штампованного свинца до твердой закаленной инструментальной стали, текстолитовые, капроновые, гетинаксовые и т. п. бойки в виде шара, цилиндра, и усеченных цилиндров с закруглениями торцов).

В отличие от тензометрических измерений сигнал с емкостного датчика почти на два порядка больше. Кроме этого, тензометрические мосты требуют тщательной обработки поверхности испытуемых тел, сушки нескольких слоев клея, источник питания к тензосопротивлениям и др. При многочисленных ударах часто происходит отслаивание, пробивание тензосопротивлений или разрыв их тонких выводов. Этими недостатками не обладает емкостный датчик, основанный на электризации ударным трением.

С помощью электризации ударным трением можно определять параметры удара практически для самых разнообразных материалов испытуемых конструкций, деталей машин, горных пород и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стихановский Б. Н. О возникновении электрического тока при ударе по металлическим и полупроводниковым телам.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1973, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
2. Минеев В. Н., Иванов А. Г. ЭДС, возникающая при ударном сжатии вещества.— УФН, 1976, 119, вып. 1.
3. Стихановский Б. Н. Статистическое и ударное взаимодействие тел при упруго-пластических деформациях в области контакта.— РЖ. Механика, 1975, № 9.
4. Александров Е. В., Соколинский В. Б. Прикладная теория и расчеты ударных систем. М., Наука, 1969.

УДК 533.924

Эккер Г. К. Описание катодных явлений.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Исследование катодных процессов дало большое количество разнообразных результатов, что привело к самым разным теоретическим толкованиям этих явлений. Поскольку до последнего времени экспериментальные данные были неполными, то и теоретические объяснения их были противоречивыми, что связано с различными условиями проведения экспериментов.

В статье дается теоретический анализ катодных процессов. Рассматриваются две группы моделей: модель для гладкой поверхности и модель для шероховатой поверхности. Обсуждается, в какой мере обе эти группы моделей способны описать протекающие процессы. Рис. 5, библиография 15.

УДК 533.924

Кимблин К. В. Исследования явлений эрозии и ионизационных процессов в приэлектродных областях вакуумных дуг и при атмосферном давлении.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Обсуждаются результаты исследований приэлектродных процессов в дугах с нестационарными пятнами. Основное внимание уделено изучению ионных токов. При анализе последних исследований привлечены данные, полученные другими авторами. Представлен обстоятельный обзор литературы по теме. Библиография 32.

УДК 537.52

Зимин А. М., Козлов Н. П., Хвесюк В. И. К расчету термоэмиссионного катода.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе предлагается замкнутая модель катодных процессов для термоэмиссионных электродов, позволяющая рассчитать важнейшие параметры: температуры и тепловой поток в катод, катодное падение потенциала, плотность тока и долю ионного тока на поверхности катода. Результаты расчетов сравниваются с данными экспериментов. Рис. 7, библиография 22.

УДК 533.924

Болановский Б. Некоторые вопросы импульсной модели прикатодной зоны электрической дуги.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе обсуждаются проблемы приэлектродных процессов в электрической дуге отключения. Предложенная авторами импульсная модель прикатодной зоны дуги позволяет достаточно обоснованно определить размеры элементарных катодных пятен, описать структуру поверхности электрода, оценить величину средней мощности, передаваемой от дуги к катоду через катодное пятно. Рис. 9, таблица 1.

УДК 533.9.15

Деграф Э. Д. Диагностика приэлектродных плазменных струй в коаксиальном плазмотроне.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Диагностика воздушной дуги 160—350 А, перемещающейся под действием магнитного поля в коаксиальном зазоре $4,5 \cdot 10^{-2}$ м, показала наличие высокоэнтальпийных участков в области приэлектродных струй. При токе дуги 300—350 А температура на оси катодной струи составляет $16 \cdot 10^3$ К, анодной — более $20 \cdot 10^3$ К, концентрация электронов $n_e = 10^{17}$ и выше. В этих же зонах зарегистрирован повышенный градиент потенциала до $70 \cdot 10^2$ В/м. Приведено радиальное распределение температур. Таблица 1, рисунок 5, библиография 14.

Редактор И. Н. Стригун
Художественный редактор Э. С. Филонычева
Технический редактор А. В. Сурганова
Корректоры И. А. Литвинова, Е. Э. Зимица

Сдано в набор 21.03.79. Подписано к печати 25.06.79. МН 10254. Формат $70 \times 108^{1/16}$. Высокая печать. Усл.-печ. л. 14. Уч.-изд. л. 14. Тираж 2050 экз. Заказ № 459.

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

Бушик А. И., Мицкевич М. К., Некрашевич И. Г., Бакуто И. А. Проявление ретроградного движения катодных пятен при импульсном разряде в магнитном поле.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

С помощью метода скоростной фоторегистрации изучалось поведение катодных пятен при импульсном разряде в магнитном поле при атмосферном давлении в воздухе. Начальное напряжение на электродах 2000 В, межэлектродное расстояние $2 \cdot 10^{-3}$ м, напряженность магнитного поля 500 эрстед. Показано, что в каждой области пятен одновременно существуют пятна, движущиеся в прямом и обратном направлениях относительно действия силы Ампера. При этом пятна с «обратным» движением в течение своей эволюции вплоть до исчезновения не изменяют характера движения, в то время как пятна с «прямым» движением перед погасанием приобретают «обратное» движение. Сделана попытка качественной интерпретации наблюдаемого явления на основе предположения об одновременном действии механизмов, ответственных за «прямое» и «обратное» движение пятен. Рис. 3, библи. 4.

УДК 621.3.014.31

Добринский Э. К., Урюков Б. А., Фридберг А. Э. Исследование стабилизации плазменной струи газовым вихрем.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8, Сер. техн. наук, вып. 2.

Экспериментально исследованы аэродинамические характеристики вихревых камер, предназначенных для стабилизации плазменной струи, вытекающей из плазмотрона. Рассмотрены условия устойчивости течения. Показано, что плазменная струя в режиме стабилизации находится в пределах зоны квазитвердого вращения. Простая кинематическая модель доказывает, что «ламинаризирующее» воздействие газового вихря означает лишь локализацию турбулентности в пределах плазменной струи, в которой течение все время турбулентно. Описана граница устойчивости в виде зависимости между числами Re , Pe и отношениями характерных геометрических размеров. Измерено распределение осевых температур и оценена «присоединенная» масса газа, втекающего в плазменную струю из стабилизирующего вихря. Рис. 8, библи. 7.

УДК 621.039.066

Засыпкин И. М., Попок Н. И. Оптические исследования электрической дуги в турбулентном потоке газа.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

С помощью сверхскоростной фоторегистрации исследована электрическая дуга в плазмотроне с секционированной межэлектродной вставкой. Обработка фотографий позволила оценить средние и пульсационные составляющие скорости движения дуги на переходном и развитом турбулентном участках канала. Показано, что возмущения столба дуги перемещаются вдоль канала со скоростью потока газа. Степень турбулентности потока газа на оси канала на переходном и развитом турбулентном участках течения не зависит от наличия дуги. Сравнение результатов эксперимента с расчетами ряда авторов позволило уточнить модель взаимодействия электрической дуги с турбулентным потоком газа. Рис. 6, библи. 7.

УДК 537.521.1.533.9

Суяров Н. Ю., Зульф리카ров М. Н. Основные параметры вращающегося плазменного кольца в скрещенных магнитном и электрическом полях.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

На основе теоретического рассмотрения взаимодействия электрического и магнитного полей получены необходимые параметры электродугового разряда в кольцевом зазоре. С учетом реальных упрощений определена скорость вращения дуги при слабых и сильных магнитных полях применительно к рассматриваемой конструкции генератора плазмы. Рис. 1, библи. 2.

УДК 537.527.001.5

Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне И. И., Сазонов М. И. Теплообмен в выходном электроде плазмотрона с межэлектродной вставкой.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе приведены результаты исследований распределения плотности тока и тепловых потерь вдоль выходного электрода-анода плазмотрона вихревой схемы с секционированной межэлектродной вставкой и распределенным вдоль электродуговой камеры вдувом части рабочего газа. Установлено влияние на эти характеристики вдува газа перед анодом. Экспериментальные данные сопоставлены с расчетом для случая теплообмена при развитом турбулентном течении. Рис. 5, библи. 8.

УДК 621.265.29 : 536.25

Алексеев А. М., Зыричев Н. А., Родимов Ю. Л., Цветков Е. П. Перспективы использования генераторов низкотемпературной плазмы в химической промышленности.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Сформулированы требования к генераторам низкотемпературной плазмы, предназначенным для реализации некоторых крупно- и среднетоннажных процессов химической промышленности. Общие требования: мощность, ресурс, КПД, технологичность. Специфические требования: подогрев исходного газа, малые гидравлические потери. Приведены результаты испытаний опытных образцов плазмотронов различной конструкции. Рассмотрены перспективные конструкции генераторов неравновесной низкотемпературной плазмы для плазмохимических процессов. Библи. 9.

УДК 537.56 : 537.525.1

Бердичевский М. Г., Марусин В. В. Неравновесность и механизм ионизации азотной плазмы безэлектродного ВЧ-емкостного разряда при средних давлениях.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

На основании оценок параметров химической активности азотной плазмы определена степень отклонения ее от равновесия при давлениях $(2,67 \div 66,6) \cdot 10^3$ Па и выяснен механизм ионизации плазмы азота с добавками 0,2%-ного кислорода. Показано, что с приближением к атмосферному давлению приходят к равновесию с температурой газа колебания, диссоциация. Ионизация же и степень возбуждения метастабилей во всем диапазоне давлений сверхравновесны. Механизм ионизации определяется столкновением метастабильных атомов азота друг с другом либо с атомом кислорода, что указывает на необходимость рассмотрения баланса диссоциации и функции распределения электронов по энергиям в низкоэнергетической области порогов возбуждения метастабильных атомов при теоретическом описании процесса ионизации неравновесной азотной плазмы при средних давлениях. Табл. 2, рис. 5, библи. 27.

УДК 536.24 : 534.22

Синицын А. Т. Определение амплитудно-частотных характеристик термоакустических колебаний в жидкости сверхкритического давления.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Рассмотрена нелинейная двумерная система, включающая гидро- и термодинамические уравнения, которая описывает распространение волн в плоском канале. Осреднением по поперечной координате система сведена к одномерной, при этом появляются функции, учитывающие тепловое и динамическое взаимодействие со стенкой. Нелинейное уравнение решается в виде ряда Фурье, при этом коэффициенты определяются из нелинейной однородной системы алгебраических уравнений. Условие существования решения определяет возможные частоты колебаний.

Сравнение теоретических результатов определения амплитуд и частот термоакустических колебаний с экспериментальными данными показало хорошее совпадение. Рис. 4, библи. 8.

Розенфельд Л. М., Кузьмицкий Ю. В. Термодинамические циклы теплоиспользующих абсорбционных бромистолитиевых холодильных машин для опреснения соленых вод.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе дан термодинамический анализ процессов опреснительной установки с абсорбционной бромистолитиевой холодильной машиной. Предложена методика расчета установок, работающих на исходном растворе бромистого лития и океанической воды с использованием диаграмм $s-t$ для раствора бромистого лития и $i-\xi$ для океанической воды. Показано, что процессы бромистолитиевой лития и $i-\xi$ для океанической воды. Показано, что процессы бромистолитиевой холодильной машины, работающей в составе опреснительной установки, отличаются тем, что кипение соленой воды в испарителе осуществляется при температуре ниже 0°C и для работы машины требуется большая разность температур источников тепла. Технико-экономическая эффективность системы, определяется условиями ее применения и энергетическим балансом источников. Табл. 2, рис. 4, библи. 11.

Гросман Э. Р., Шаврин В. С., Псахис Б. И. Экспериментальное исследование высокотемпературного генератора бромистолитиевой абсорбционной холодильной установки со ступенчатой регенерацией раствора.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Рассмотрены схемы абсорбционных бромистолитиевых холодильных агрегатов (АБХА) со ступенчатой регенерацией раствора. В лабораторных и полупромышленных условиях изучено коррозионное воздействие кипящего раствора бромистого лития на конструкционные материалы. Исследованы различные ингибиторы коррозии. Полученные рекомендации использованы при проектировании. Табл. 2, рис. 4, библи. 5.

Налетов М. С., Соколовский В. Л. Электродинамика сверхпроводников в резистивном состоянии.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе получены уравнения, описывающие электромагнитные поля в сверхпроводниках второго рода в резистивном состоянии. Даны решения для электромагнитных полей в случае постоянного и синусоидального токов. Библи. 5.

Каплун А. Б., Крутько М. Ф. Вязкость расплавленного германия вблизи температуры затвердевания.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Вязкость расплавленного германия исследована вибрационным методом до температуры 1200°C . Наиболее тщательно исследована вязкость вблизи температуры кристаллизации. Никаких аномалий в поведении вязкости не обнаружено. Обсуждается возможность применения различных интерполяционных зависимостей к описанию экспериментальных данных по вязкости расплавов. Рис. 3, библи. 11.

Хозе А. Н., Захаров А. С. Экспериментальное исследование конденсации водяного пара в проточном динамическом двухфазном слое.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Исследовано влияние различных факторов на степень конденсации водяного пара в проточном динамическом двухфазном слое. Установлено, что геометрические размеры экспериментальных колонн и способ ввода жидкости практически не оказывают влияния на процесс конденсации. Проведены эксперименты по определению влияния примесей воздуха в парожидкостной смеси на теплоотдачу при конденсации и установлено, что объемный коэффициент теплоотдачи не зависит от относительного содержания воздуха в паре при изменении последнего в диапазоне от 0,19 до 5,2%. Рис. 2, библи. 2.

Андреев В. М., Жаркова Г. М., Фокин Е. П., Хачатурян В. М. Стабилизация термодинамических полимерных пленок.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе приводятся результаты исследования влияния различных химических добавок (антиоксидантов и светостабилизаторов) на увеличение срока службы термодинамических пленок на основе гидрофобных полимерных связующих. Рис. 3, табл. 1, библи. 9.

Геллер В. М., Панджакидзе Д. А. Оптимизация энергопараметров СВЧ широкополосных распределенных усилителей мощности.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе исследованы методы системной оптимизации энергетических параметров мощного двухкаскадного усилителя, выходной каскад которого выполнен по схеме УРУ. Рис. 2, библи. 12.

Бурдуковская В. П., Ковалев Б. И., Левиштейн М. Л., Милевский А. К. Статистическая оценка восстанавливающихся напряжений на контактах выключателей с учетом нестационарности отключаемых токов.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В статье делается попытка оценить условия работы выключателей в электрических системах со статистических позиций. Показано, что путем выполнения отдельных детерминистических расчетов восстанавливающихся напряжений (ВН) нельзя качественно оценить условия работы выключателя в связи с наличием переходных составляющих в токах, отключаемых отдельными полюсами.

Дается количественная статистическая оценка возможного увеличения скоростей ВН, обусловленного нестационарностью отключаемых токов. Показана возможность количественной оценки условий работы отдельных полюсов выключателя, отключаемых в заданной последовательности, и выключателя, попадающего в произвольную точку системы, параметры которой заранее неизвестны. Табл. 2, рис. 4, библи. 2.

Атаманова Г. Б., Калюжный А. Х., Лукашов Э. С. О статической устойчивости сложных электроэнергетических систем, включающих настроенные электропередачи.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Рассмотрен вопрос о влиянии настроенных электропередач (НЭП) на статическую устойчивость сложных электроэнергетических систем. Получена количественная оценка повышения уровня устойчивости системы при наличии одной или двух НЭП. Предложена методика, позволяющая рассчитать режимы сложных систем с НЭП. Табл. 1, рис. 3, библи. 2.

Стихановский Б. Н., Стихановская Л. М. Емкостный датчик с ударной электризацией для измерений параметров удара тел.— Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

В работе исследуются случаи, которые можно объяснить электризацией трением емкостного датчика о поверхность испытываемого тела. Величина заряда на трущихся поверхностях пропорциональна перемещению — скольжению датчика относительно поверхности ударяемого тела, величине давления трения скольжения, емкости датчика и распределению заряда между емкостями датчика и входа измерительного прибора.

Электрическое поле, возникающее из-за электризации трением при прохождении волны деформации через датчик, позволяет определять энергию, силу, деформацию и другие параметры удара твердых тел. Теория удовлетворительно описывает эксперимент. Показаны осциллограммы определения параметров удара. Рис. 2, библи. 4.