

БУЛЕТИНУЛ
АКАДЕМИЕЙ ДЕ ШТИИНЦЕ
А РСС МОЛДОВЕНЕШТЬ

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК МОЛДАВСКОЙ ССР



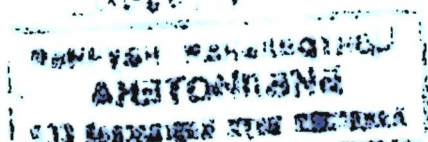
Инж. - Техн.

АКАДЕМИЯ НАУК МОЛДАВСКОЙ ССР

БУЛЕТИНУЛ
АКАДЕМИЕЙ ДЕ ШТИИНЦЕ
А РСС МОЛДОВЕНЕШТЬ
ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК МОЛДАВСКОЙ ССР

№ 5

СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК



ИЗДАТЕЛЬСТВО «КАРПАТЯ» МОЛДОВЕНЯСКЭ
КИШИНЕВ • 1964

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Академики АН МССР Я. С. Гросул (главный редактор), В. А. Андрунакиевич (зам. главного редактора), Б. Р. Лазаренко, кандидаты технических наук М. К. Болога, И. Б. Крепис, Г. М. Федорищенко, С. П. Фурсов и инженер Э. Я. Зафрин.

Б. Р. ЛАЗАРЕНКО, М. К. БОЛОГА, Ю. Н. ПАУКОВ

К ВОПРОСУ О КАВИТАЦИИ И ВЫЗЫВАЕМОЙ ЕЮ ЭРОЗИИ

Систематическое исследование кавитации и сопутствующих ей явлений начато около сорока лет назад, однако еще не решен вопрос относительно механизма кавитационного воздействия на материалы и не выяснена окончательно возможность предсказания и устранения разрушений вследствие кавитационной эрозии. Если мы имеем удовлетворительное представление о внешней картине кавитационных явлений, то о причинах и кинетике происходящих внутренних процессов многое и, по-видимому, основное еще неизвестно. В части теоретической вопрос о кавитации остается открытым или, в лучшем случае, в стадии поисков подхода к изучаемому явлению. Очевидно, что физическая сущность кавитации останется невыясненной, пока не будут уточнены сведения о роли пограничного слоя и процессов, протекающих в нем, а также значение электрических и гидродинамических явлений, сопровождающих кавитацию.

В настоящее время накоплено еще мало экспериментальных данных для установления связей между кавитацией, вызываемой ею эрозией и сопровождающими их электрическими явлениями. Тем не менее, нам представляется возможным применить к процессу кавитации сведения, имеющиеся в области электрической эрозии металлов и так называемого электрогидравлического эффекта.

Обзор основных исследований, проведенных до 1948 г. по вопросам кавитации, дается И. Меттером [1]. К. Шальнев [2] приводит изложение материалов, представленных на международном симпозиуме по кавитации и гидродинамике, состоявшемся в 1955 г. Условиям возникновения и протекания кавитационных процессов под действием ультразвуковых волн посвящены работы Н. Роя [3] и М. Сиротюка [4], а механизму химических явлений, порождаемых ультразвуковой кавитацией, статья И. Эльпинера [5].

В настоящей статье приводится анализ последних достижений в области кавитационных исследований и обобщение комплекса вопросов от возникновения и развития кавитации и порождаемых ею вторичных явлений до их исчезновения. При этом значительное внимание уделяется гипотезе об электрической природе кавитации, согласно которой электрические разряды в кавитационных пузырьках представляют основу кавитационного процесса и являются причиной образования повреждений. Одновременно с этой позиции рассмотрены несколько ранних работ отечественных ученых (забытых по непонятным причинам исследователями кавитации), которые проливают свет на ряд вопросов, оставшихся до сих пор нерешенными. Кроме того, на основе электрической гипотезы о природе кавитационных явлений намечены пути дальнейших исследований.

О сложности проблемы кавитации, «современного кризиса гидродинамики», высказывания в научной литературе встречаются весьма часто. Трудности состоят не только в исследовании кавитационных явлений и в разработке приемлемых способов борьбы с ними, но прежде всего в разрешении вопроса о причинах и условиях возникновения кавитации. До сих пор «начало» кавитации — понятие неопределенное. Основным признаком кавитации является переход жидкости в метастабильное состояние, которое характеризуется образованием полостей в зоне минимального давления с последующим их захлопыванием в зоне повышенного давления. Большинство исследователей [7—13] придерживается точки зрения, что зародышами кавитационных полостей являются микроскопические вкрапления в виде газовых пузырьков и различных частиц, обычно содержащихся в жидкости во взвешенном состоянии, газы, которые остаются в микротрещинах и углублениях на поверхности тела, микроорганизмы, а также флуктуации внутренней структуры. Д. Сетте [14, 15] высказал предположение, что зародыши кавитации могут возникнуть в результате прохождения частиц высокой энергии и установил, что порог кавитации увеличивается, если сосуд, в котором вызывается кавитация, экранировать от космической радиации. При снятии экрана происходит уменьшение этой величины до первоначальной. Аналогичные результаты были получены Д. Либерманом [16] при облучении нейтронами и позитронами зоны кавитации в пентане и ацетоне. Однако следует заметить, что до сих пор нет очевидного доказательства, рассматривающего природу ядер, нет теоретических и экспериментальных методов определения числа ядер и их распределения по величине, то есть ядерного спектра.

В качестве критериев начала кавитации различные авторы принимают: изменение линейной зависимости между напряжением на выходе акустического источника и на входе приемника; возникновение шума при росте пузырьков; искажение формы волны в приемнике; визуальные наблюдения пузырьков; падение давления до давления насыщенных паров. Кроме того, начало кавитации может быть обнаружено по различным явлениям, вызываемым ею, таким как биологическое и химическое воздействие, а также по люминесценции. Первые три критерия хорошо согласуются между собой, и расхождение между ними составляет всего 5% [17], в то время как непосредственное наблюдение пузырьков приводит к несколько завышенным результатам.

Начало кавитации в турбулентном течении можно также определить по изменению коэффициента сопротивления C_x [18]. С возникновением кавитации происходит перераспределение давления и C_x увеличивается. В ламинарном пограничном слое с началом кавитации распределение давления не претерпевает существенных изменений и скачкообразное изменение C_x не наблюдается.

При изучении факторов, влияющих на начало кавитации, было обращено внимание на метод его определения. Оказалось, что число кавитации существенно зависит от того, брать ли за исходное некоторую стадию развившейся кавитации и находить начало кавитации повышением давления при постоянной скорости, или исходить от полного отсутствия кавитации и понижать давление [7, 19—21]. По данным [20], на начало кавитации влияет и содержание воздуха в воде (рис. 1). Размеры модели также оказывают влияние на эффект гистерезиса. С увеличением размеров модели гистерезис сказывается меньше [7] или вообще отсутствует [22, 23].

В зависимости от условий возникновения существуют две совершенно различные формы кавитации: паровая и газовая. Паровая кавита-

ция есть результат внезапного роста пузырька в большую каверну, наполненную главным образом водяным паром. Она возникает в том случае, когда газы или не успевают выделиться, или вообще отсутствуют. Каверны возникают при условии, что в жидкости создаются большие растягивающие напряжения, величина которых в значительной степени зависит от количества и размеров ядер кавитации.

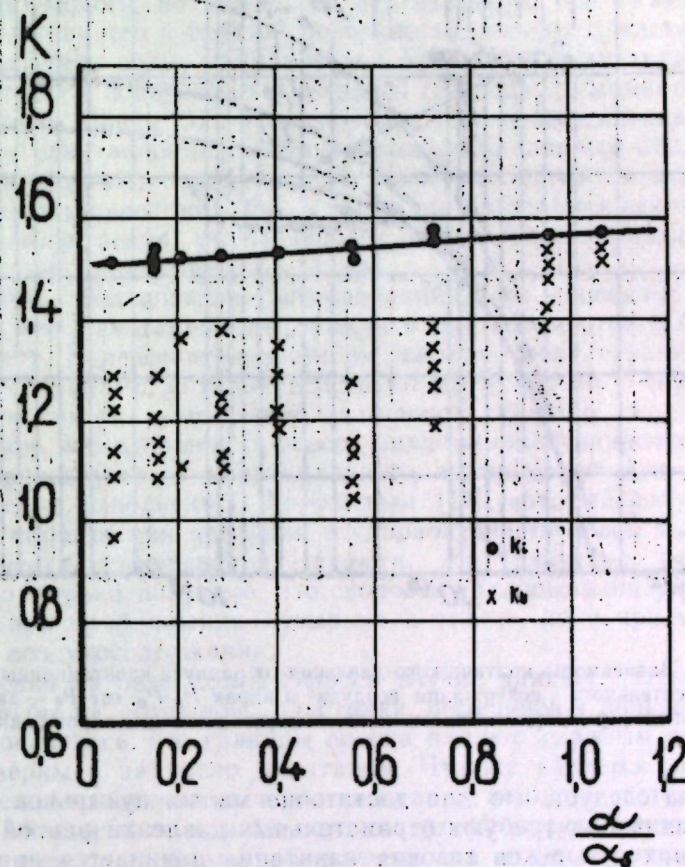


Рис. 1. Влияние количества растворенного воздуха на коэффициент кавитации $K = \frac{P - P_c}{\frac{1}{2} \rho V^2}$ (P и V — давление и скорость в потоке, ρ — плотность жидкости, P_c — давление в области кавитации. K_0 — кавитация возникает, K_1 — кавитация прекращается).

Газовая кавитация состоит в медленном развитии газовых пузырьков за счет диффузии растворенного в воде воздуха, при этом существенную роль играет природа газовой и жидкой фазы [24]. По данным [25], например, в маслах кавитация носит только газовый характер. Кроме того, замечено [26], что выделения газа при кавитации не происходит, если его содержание в жидкости не превышает 50% от насыщения.

В большинстве гидравлических потоков пузырьки, движущиеся с водой, не остаются в районе низкого давления достаточно долго для приемлемого роста. В этом случае пузырек может расти достаточно долго, перед тем как он уносится потоком, только если он захвачен установившимся пограничным слоем. Экспериментальные исследования

многих авторов [19, 27, 28, 29, 30] показали действительно важную роль пограничного слоя в зарождении кавитации.

На рис. 2 изображена зависимость критического давления начала газовой диффузии в зависимости от размера ядер [31]. Для сравнения также представлены расчетные давления начала паровой кавитации [32].

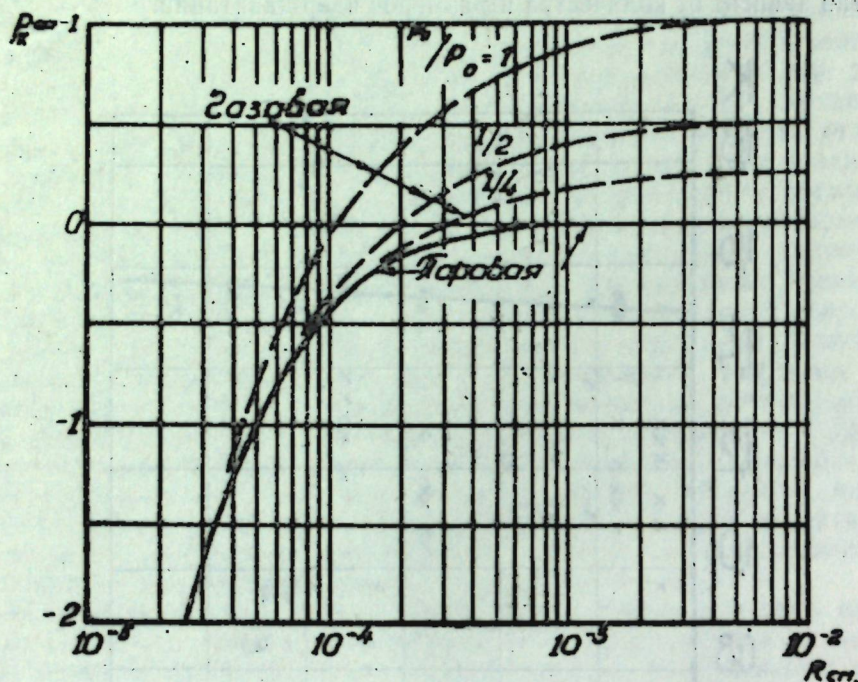


Рис. 2. Зависимость критического давления от радиуса кавитационных ядер и относительного содержания воздуха в ядрах P_k/P_0 , где P_0 — давление атмосферы. Нуль шкалы соответствует давлению паров воды.

Из графика следует, что для достаточно малых пузырьков газовая и паровая кавитации требуют отрицательных давлений равной величины. Для больших пузырьков газовая кавитация начинается при давлении большем, чем паровая, при условии, что пузырьки находятся под этим давлением достаточно долго, чтобы приспособиться к медленному диффузионному процессу. Паровая кавитация, в противоположность, всегда требует для своего начала давление меньшее, чем давление насыщенных паров.

Процесс кавитации имеет несколько различных стадий развития и является периодическим. Согласно Р. Наппу [33], каждый цикл состоит из образования и роста, насыщения и разрушения пузырька. При этом новый цикл начинается немедленно после разрушения предыдущей каверны. Относительно внутреннего содержания каверн одни авторы утверждают, что она содержит реальное физическое вещество, другие высказывают предположение, что каверна в значительной части своего существования является полностью пустым пространством. В действительности же картина движения показывает промежуточное состояние.

Д. Эфрос наблюдал втекание жидкости в кавитационную полость и возврат жидкости в основной поток, который происходит путем периодического уноса завихренных масс из области замыкания полости [34]. В дальнейшем, пренебрегая нарушениями поля скоростей, вызываемыми

возвратом жидкости в каверну, и ограничиваясь учетом явления втекания, он построил гидродинамическую теорию плоскопараллельного кавитационного течения [35].

Р. Кокс и В. Клайден, рассматривая вопрос о выделении воздуха, теоретически и экспериментально показали [36], что, при больших количествах выделяющегося воздуха, позади каверны образуется пара вихревых трубок, через которые и выходит воздух. В связи со смыканием несферического, но имеющего вертикальную ось симметрии пузырька, прилегающего к твердой поверхности, интерес представляет образование струйки воды, направленной вдоль оси симметрии, которая взаимодействует с поверхностью твердого тела еще до момента полного исчезновения пузырька [37]. На основании полученных кинограмм установлено, что кавитационная эрозия вызывается, главным образом, разрушением пузырьков, находящихся непосредственно на поверхности.

Существует множество работ о динамике кавитационных пузырьков, но нет общего решения, учитывающего парциальное давление воздуха и поверхностное натяжение [38—42, 43].

Кроме того, большинство исследований было основано на предположении, что кавитационные пузырьки захлопываются в безграничной жидкости. В действительности же жидкая среда ограничена естественными границами, которые действуют на пузырьки с определенной силой и тем самым существенно изменяют характер их движения. Теоретическое исследование процесса захлопывания одиночного сферического паровоздушного кавитационного пузырька вблизи абсолютно жесткой стенки выполнено Г. Хорошевым [44], который получал выражения для определения давления в ударной или звуковой волне и продолжительности захлопывания полости. Из уравнения радиального движения пузырька получено, что скорость захлопывания уменьшается не только при приближении пузырька к стенке, но и при увеличении параметра воздухосодержания.

М. Гуревич на базе схемы Эфроса изучил влияние стенок кавитационной трубы на обтекание пластинки, помещенной перпендикулярно потоку, и оказалось, что границы потока влияют главным образом на форму каверны и на число кавитации. Что же касается зависимости сопротивления пластинки от числа кавитации, то она остается такой же, как и при обтекании пластинки потоком неограниченной жидкости [24].

В зависимости от формы обтекаемых тел существуют по крайней мере два типа кавитаций: пограничная и срывная. Первая развивается в пограничном слое хорошо обтекаемых тел, вторая — в области срывных течений, которые образуются за плохообтекаемыми телами и неровностями поверхностей. Опыты с пограничной кавитацией, проведенные вблизи осесимметричных тел, показывают, что жизненный цикл отдельных пузырьков состоит из нескольких периодов, характеризующихся попеременным ростом и уменьшением [45]. Область пограничной кавитации состоит из периодически возникающих и движущихся по поверхности модели пузырьков, определенной закономерности в образовании и развитии которых не замечено. Исследованием развития кавитации, возникающей при обтекании круглого цилиндра, установлено, что область срывной кавитации состоит из скоплений пузырьков-каверн, которые периодически возникают и уносятся потоком. Число возникающих и уносимых течением каверн находится в прямолинейной зависимости от скорости потока. Факт возникновения кавитации в зародышевых и начальных стадиях в некотором отдалении от модели послужил основанием построить гипотезу об образовании первых каверн зарождающейся кавитации на оси вращения вихрей, отходящих от кормовой

части модели. При развитых стадиях кавитации каверна стремится занять всю область вихря и входит в контакт с задней поверхностью модели [46]. Периодический срыв каверн является той причиной, которая вызывает их вибрацию.

На основании экспериментальных данных К. Шальнева [46], Р. Наппа [33] и К. Дэйли [21] о том, что возникновение, рост и захлопывание кавитационных пузырьков в турбулентных и спутных течениях связаны с пульсациями давления, В. Ильичев [47] подсчитал частоту образования кавитационных каверн. При этом использовалась формула, полученная С. Райсом [48], для частоты превышений выбросов электрического шума с амплитудами, распределенными по нормальному закону

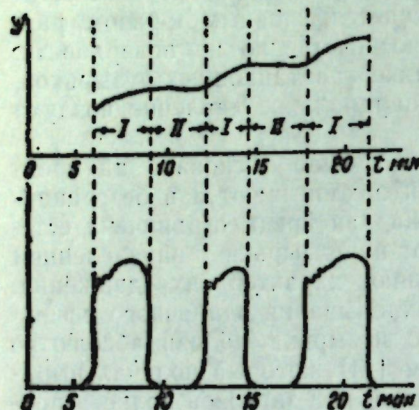


Рис. 3. Вверху — количество освобожденного йода из раствора йодистого калия. Внизу — яркость люминесценции того же раствора.

над некоторым фиксированным уровнем. Сравнение теоретического решения с экспериментальными результатами [46] дает хорошее совпадение. Автор делает вывод, что при моделировании для достижения подобия частот образования кавитационных каверн должно сохраняться постоянство числа кавитации, числа Рейнольдса и числа Струхала.

Ввиду того, что в гидроабразивном потоке развиваются все стадии кавитации, которые наблюдаются и в чистой воде, известный интерес представляет работа С. Козырева [49], где использование съемки с частотой $2 \cdot 10^5$ кадров $\cdot \text{сек}^{-1}$ позволило выявить ряд особенностей структуры кавитации, которые не были обнаружены ранее.

Оказывается, что циклы развития и отрыва каверн не одинаковы и не постоянны во времени, то есть форма каверн и характер их отрыва повторяются полностью подобными не сразу, а через промежуточные этапы роста, отделения и уничтожения каверн, которые отличны как от первоначально выбранного цикла, так и один от другого. Другой стороной кинематической структуры зоны кавитации является ее пульсирующее действие. Каверна, еще не отделившаяся от профиля, непрерывно, с большой скоростью меняет свою форму. Ее рост происходит ступенчато со скоростью до 40 м/сек. Скоростные перемещения можно рассматривать как «удары», которые периодически производит поверхность каверны по окружающей ее жидкости. Кроме того, на их поверхности наблюдается образование различных вмятин. Полный цикл жизни отделившейся каверны составляет $16,5 \cdot 10^{-4}$ сек.

М. Депруа и Б. Бадилян [50] установили, что в кавитационной области наблюдаются периодические скачкообразные изменения силы звука и температуры. Экспериментально ими показано, что при постоянной интенсивности ультразвука в несколько вт/см^2 существуют два вида колебаний газовых пузырьков в жидкости. Переход из одного вида колебаний в другой происходит скачком без заметных по внешним признакам изменений.

Из рис. 3 видно, что люминесценция и химические эффекты имеют место только в случае колебания пузырьков по первому типу.

Разрушающее действие кавитационных пузырьков М. Корнфельд

и М. Суворов [51] приписывают непосредственным ударам воды о поверхность образца. В противоположность теории Рэлея, по которой причиной эрозии являются мгновенные давления большой величины, возникающие при сжатии пузырьков, ими предложена теория неустойчивости формы кавитационных пузырьков, согласно которой при быстрых деформациях поверхности пузырька возникают струи, ударяющие с большой скоростью на ту часть поверхности тела, которая до того была покрыта кавитационными пузырьками. Последнее может быть дополнено тем, что при сплющивании или вдавливания пузырьков появляются благоприятные условия для электрического разряда, а возникающие повреждения как нельзя лучше напоминают поверхность, обработанную электронным способом [52, 53]. При этом немаловажную роль, по-видимому, играет внутренняя структура каверны, ведь далеко не каждая каверна оказывает разрушающее действие. По данным Р. Наппа [54], число активно действующих пузырьков очень мало по сравнению с их общим числом (1 пузырек из 30 000). С. Козырев [49] также отмечает, что только единичные каверны пульсируют и захлопываются со скоростями, способными вызвать эрозию. Считая, что физико-химические воздействия кавитации являются следствием происходящих электрических разрядов, авторы [55] полагают, что внутри кавитационного пузырька кроме паров воды и воздуха находятся мельчайшие капельки воды, которые несут электрические заряды противоположного знака по отношению к оболочке пузырька.

Опытами по исследованию сил, действующих на твердую поверхность при схлопывании неустановившихся полусферических каверн, обнаружено, что максимальное давление зависит от времени их существования. Определяя минимальный радиус пузыря высокоскоростной теневой съемкой, авторы [56] рассчитали давление, получающееся внутри каверны, и нашли, что оно равно по меньшей мере 10 000 атм. Пульсация была обнаружена как по фотоснимкам, так и по записи давления. Максимальная величина давления, развивающаяся при вторичном сжатии, имеет приблизительно тот же порядок, что и при сжатии начальной каверны.

Различное содержание воздуха в кавернах приводит к различному действию на поверхность, так как давление при захлопывании в значительной степени зависит от содержания газа в пузырьке [3]. Каверны паровой кавитации при захлопывании или полностью исчезают или оставляют крошечные воздушные пузырьки, которые значительно меньше, чем первоначальные неустойчивые каверны. При захлопывании паровых кавитационных пузырьков возникают интенсивные ударные волны [33, 57]. Ударные волны, излучаемые при захлопывании кавитационных пузырьков, в свою очередь создают множество других разрывов жидкости с образованием пульсирующих пузырьков. Усилия, получающиеся при кавитационной вспышке, очевидно, достаточны для того, чтобы многочисленные разрывы окружающей жидкости происходили не только в местах нахождения ядер кавитации [58], но и в местах с более прочными неоднородностями.

Физическая природа кавитации далеко не изучена и, естественно, еще не решен такой вопрос практического характера, как выбор критериев подобия при моделировании кавитационных явлений. Одним из требований подобия является постоянство числа кавитации, причем считается, что равенство чисел K включает в себя и геометрическое подобие. Известно, однако [21], что начало кавитации не всегда воспроизводится при одних и тех же гидродинамических условиях, а зависит от физических свойств и состояния жидкости, масштабного фактора и на-

личия в жидкости инородных включений. В то же время единственное свойство жидкости, которое учитывается числом K — это плотность, и поэтому оно не может полностью описать кавитационный процесс.

Существенное влияние на зарождение и развитие кавитации, а также на эрозию, вызываемую ею, оказывает скорость потока. Кроме того, в начальный период кавитации наблюдается изменение коэффициента сопротивления. По данным испытаний цилиндров при различном числе Рейнольдса в зависимости от числа кавитации имеются две области [18], разграниченные между собой довольно резким скачком коэффициента сопротивления (рис. 4). Исследованием влияния скорости установлено [59], что процесс развития кавитации является периодическим во всех режимах. Однако есть минимальная скорость, до которой каверна проходит нормальный цикл [33]. Ниже этой скорости каверны образуются и сохраняют равновесие без разрушения.

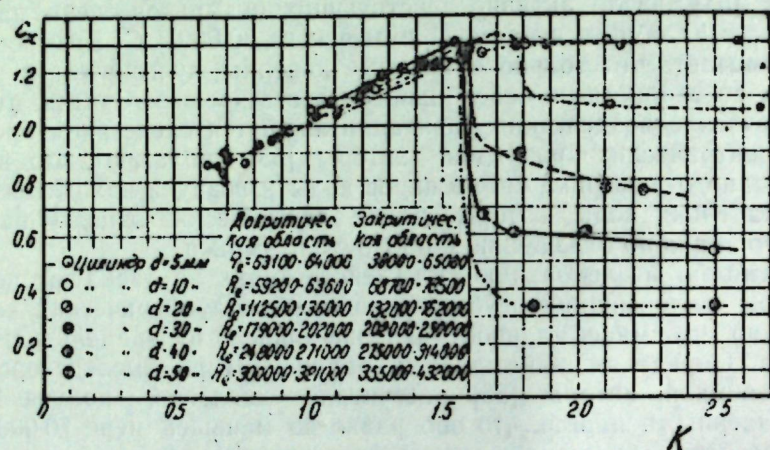


Рис. 4. Зависимость коэффициента сопротивления от кавитационного числа для различных цилиндров и чисел Рейнольдса.

Скорость оказывает существенное влияние и на характеристики кавитационной эрозии. По данным [33], величина эрозии меняется пропорционально $V^{6,0}$, а по результатам [60, 61] — пропорционально $V^{5,7}$ и $V^{5,0}$. В малых моделях эрозия одинаковой интенсивности будет наблюдаться при большей скорости, чем в больших [60].

Следует еще указать на зависимость кавитационных разрушений от разности внешнего и внутреннего давления паров в самом пузырьке. Чем больше эта разность, тем энергичнее пульсация и тем больше сближаются поверхности пузырька, имеющие противоположные заряды, а отсюда и скорее возможен электрический пробой пузырька [6].

Влияние состояния жидкости настолько велико, что приводит к совершенно различным величинам давления начала кавитации. Для ультразвуковой кавитации на частоте 1 Мгц прочность газосодержащей жидкости на разрыв равна 2—4 атм [62], при частоте 700 кгц — 4,8 атм [26], а при частоте 500 кгц для отстоявшейся воды порог кавитации составляет — 160 атм и для дегазированной — 380 атм [63]. Такой сильный разброс критических давлений, очевидно, связан не только с изменением частоты.

В теории подобия кавитационных обтеканий значительное внимание уделяется влиянию масштабного эффекта, то есть отклонению от классического закона моделирования кавитации при изменении размеров обтекаемого тела. Наиболее значительно масштабный эффект влияет на

начало кавитации. Обнаружено [7], также существование скоростного масштабного эффекта, для которого с увеличением скорости кавитация начинается при большей величине K . Х. Гербер [64] отмечает, что значительную роль играет время, в течение которого частицы воды проходят зону минимального давления: в натуре это время больше, и создаются более благоприятные условия для возникновения кавитации. Изменение начала кавитации в зависимости от размеров модели приводит к выводу о том, что влияние масштабного эффекта можно объяснить, только зная физику зарождения кавитации. Изучая кавитационные явления, различные исследователи обнаружили максимум кавитационного разрушения при определенной температуре. Ультразвуковая кавитация в воде приводит к максимальной эрозии при температуре 55° [65, 66]. В образовании и развитии кавитационных каверн и эрозии большую роль играет также поверхностное натяжение жидкости. Разрушения значительно увеличиваются с ростом коэффициента поверхностного натяжения. Это, по-видимому, является следствием того, что в жидкости с большим σ пузырьки захлопываются при большем перепаде давлений и, следовательно, образуют более сильную ударную волну. Зависимость объема эрозии от поверхностного натяжения может быть выражена в виде: $\Delta V \sim \sigma + \sigma^2 B$, где B — постоянный коэффициент [67]. Учитывая вышесказанное, К. Шальнев [60] предложил использовать в качестве независимого параметра для оценки подобия кавитационных явлений число Вебера $We = \frac{\rho V^2 d}{\sigma}$, где d — диаметр модели.

Ни одно из явлений, наблюдаемых при кавитации, не вызывает столько попыток объяснить ее природу, создать теорию, не противоречащую опыту и практике, разработать приемлемые способы управления кавитацией, как эффект кавитационной эрозии. Различный подход к механике кавитационного разрушения обусловлен относительно слабым знанием физики развития кавитации и большими разногласиями по вопросу о роли стадии развития и местоположения каверн в образовании повреждений поверхности [33, 46, 55, 68, 69]. Следует отметить, что за исключением К. Шальнева [69] почти никто не занимался изучением влияния стадии кавитации на эрозионный эффект.

Наибольшее распространение для объяснения причин кавитационных повреждений получила теория механического воздействия на поверхность, которая включает в себя и разрушающие силы сжатия сферических пузырьков (Парсонс, Кук), и ударное действие струй при осесимметричном разрушении пузырьков (Корнфельд, Суворов). Согласно этой теории при сжатии пузырька возникают большие давления и ударные волны, приводящие к разрушениям [70, 71]. Теории гидравлических ударов придерживается и Р. Напп [37]. По его данным, первопричиной эрозии является небольшое число высокоинтенсивных ударов о данный элемент поверхности, которые возникают при сжатии пузырька, причем разрушающее действие вызывают только те каверны, которые расположены на поверхности или вблизи ее.

Многие исследователи считают, что эрозия обязана химическому действию кавитирующей жидкости. В связи с этим нельзя не упомянуть работу М. Плессета и А. Элліса [72], которые для проверки химической теории кавитационной эрозии провели сравнительные опыты с одним и тем же металлом в воде, толуоле и в атмосфере гелия и получили одинаковые результаты. Все сказанное говорит о том, что, хотя химическое воздействие жидкости нельзя не учитывать, все же оно не является решающим фактором в эрозии материала, и его проявление в значительной степени зависит от вида и стадии кавитации.

Ряд авторов, отрицая чисто химическую теорию кавитационной эрозии, выдвигает положение о совместном действии механических и химических сил. Химические процессы, по их мнению, только сопровождают основной механизм воздействия на металл, подготавливая поверхность образца к последующему более легкому повреждению, и тем самым ускоряют процесс разрушения. Согласно термоэлектрической теории [73] смыкающиеся каверны вследствие местных ударов большой силы вызывают локальный нагрев поверхности металла, приводящий к термоэлектрическому эффекту, который и вызывает электрохимические процессы при кавитации, оказывающие разрушительное действие на металл наряду с чисто механическим воздействием ударов.

Заканчивая рассмотрение вышеизложенных теорий, отметим, что ни одна из них не учитывает гидродинамику потока; в литературе имеется множество фактов, их опровергающих [74, 75, 76, 77].

Наиболее полно и правильно, по нашему мнению, явления, возникающие при кавитации, объяснены с точки зрения электрогидравлической гипотезы, в основе которой лежит предположение Я. Френкеля [8] о том, что при резком разрыве жидкости на стенках кавитационной полости возникают электрические заряды. Для получения кавитационного разрушения, согласно этой гипотезе, совершенно не обязательно, чтобы материал, подвергаемый эрозии, был металлом, так как заряд приносится пузырьком извне. Качественно электрогидравлическая гипотеза была подтверждена серией опытов [6], в которых вследствие электростатической индукции в проволочке, установленной около образца, возбуждались заряды противоположного знака, и благодаря этому пузырьки затягивались и разряжались под провололочкой.

Различные трактовки физики кавитационных явлений возникли, конечно, не случайно. К такому положению привело множество самых противоречивых данных о характере эрозии и ее внешнем виде. Согласно ряду исследований [78, 79, 80] разрушение материала происходит по границам зерен, где сосредоточены внутренние напряжения. После разрушения границ возникают трещины внутри зерен и кристаллов, которые приводят к выкрашиванию как отдельных, так и конгломератов неповрежденных трещинами зерен.

Микрофотографии и рентгенограммы поврежденных материалов показывают [1], что после кавитационного воздействия наблюдаются структурные изменения в кристаллических зернах и связях, с дезориентацией кристаллов, с появлением следов скольжения и растрескивания, с явными последствиями пластической деформации на малых участках поверхности образца ($10^{-6} + 10^{-2} \text{ см}^2$). Наличие пластической деформации отмечается и в работах [77, 81]. Авторы [77] приводят результаты измерения микротвердости, которые показывают, что во всех без исключения случаях обнаружено повышение твердости поверхностного слоя, то есть кавитационное воздействие приводит к наклепу.

Исследованиями кавитационного воздействия на различные материалы было установлено [1, 73, 79], что процессу эрозии предшествует подготовительный период без потерь веса образца, или, как принято говорить, кавитационная эрозия имеет «инкубационный период». Последний иногда превышает 10—20 часов. Для различных материалов длительность инкубационного периода, по-видимому, определяется глубиной наклепанного поверхностного слоя, который принимает на себя нагрузку от гидравлических ударов [82]. В случае наклепанного слоя значительной толщины наклеп нижележащих слоев происходит постепенно, и такой характер передачи напряжения обеспечивает длительный инкубационный период кавитационного разрушения материала.

При изучении кавитационной эрозии большое значение имеет выбор параметров, оценивающих ее интенсивность. Подробный обзор этих параметров сделан в работе [60]. Наиболее распространенными из них являются: потеря веса образца до и после кавитации [83, 65, 84], число язвенок эрозии, образовавшихся на единицу поверхности модели за 1 сек [54], глубина язвенок в случае строго локализованного очага эрозии [85]. Однако все эти параметры не связаны с гидромеханическими аспектами и габаритами зоны кавитации. Кроме того, оценивать кавитационное разрушение по потере веса не всегда правильно, так как иногда происходит перемещение материала с одной части образца на другую без существенного изменения в весе. К. Шальневым [46, 69, 86] был предложен так называемый «энергетический параметр» кавитационной эрозии, — удельный объем эрозии — то есть потеря объема испытываемого на эрозию образца, отнесенная к единице работы силы некоторой части кавитационного сопротивления модели, возбуждающей кавитацию.

Вопросы борьбы с кавитационной эрозией стали на повестку дня с тех пор, как она была обнаружена, но до сих пор не найден эффективный и приемлемый способ защиты от эрозии.

Сторонники механической теории, считая, что основную роль играют прочностные характеристики материала и форма поверхности, пошли по пути исследования их влияния на эрозию.

Сторонники химической теории кавитационной эрозии считают необходимым применение стойких против коррозии материалов, например сталей с добавкой хрома и никеля при одновременной тщательной обработке их поверхностей [70]. Другие авторы [87] считают, что обработанные поверхности металлов с нарушенной структурой кристаллической решетки способствуют образованию очагов с избытком свободной валентности.

И. Богачев и Р. Минц [82] пришли к выводу, что в условиях развитой кавитации необходимо бороться с ударноэрозионным воздействием и на основе этого подошли к выбору антикавитационного материала и предложили ориентироваться на аустенитные нестабильные стали. Следует, однако, отметить, что авторы [82, 88, 89], правильно определив причину кавитационной эрозии материалов в ударном действии от захлопывания каверн, пошли, как и остальные исследователи, по пути отыскания кавитационно-стойких материалов, а не по пути воздействия на кавитационные процессы. Следствием этого и явилось то, что предложенные ими способы только отдалают появление кавитационной эрозии, но не устраняют ее.

Экспериментально установлено, что кавитация сопровождается электрическими явлениями, которые проявляются в виде люминесценции, искровых разрядов и ультрафиолетового излучения. Основываясь на активной роли электрических разрядов внутри кавитационных пузырьков, можно предположить, что именно они являются причиной появления высоких давлений, температур и кавитационной эрозии.

Согласно Я. Френкелю [8] при поверхностной кавитации, связанной с быстрым отделением жидкости от твердого тела (роль твердой поверхности могут играть и микрочастицы), образование полостей сопровождается появлением высоких разностей потенциалов. Напряженность поля внутри такой полости равна

$$E = 4\pi\epsilon \sqrt{\frac{\delta N}{S}},$$

где S — площадь сечения полости, δ — ее толщина, N — число диссоциированных молекул в единице объема, ϵ — заряд одновалентного

нона. Путем определения работы образования определенного распределения ионов Г. Натансон [90] рассчитал средний квадрат заряда в объеме жидкости и для одно-одновалентного электролита получил формулу $E = 4\pi\epsilon\sqrt{\frac{N}{\chi S}}$, которая отличается от полученной Я. Френкелем тем, что в нее вместо толщины элементарной полости разрыва входит дебаевский радиус ионной атмосферы χ . Эта формула справедлива лишь при условии $\sqrt{S} \gg \chi^{-1}$, так как иначе нельзя

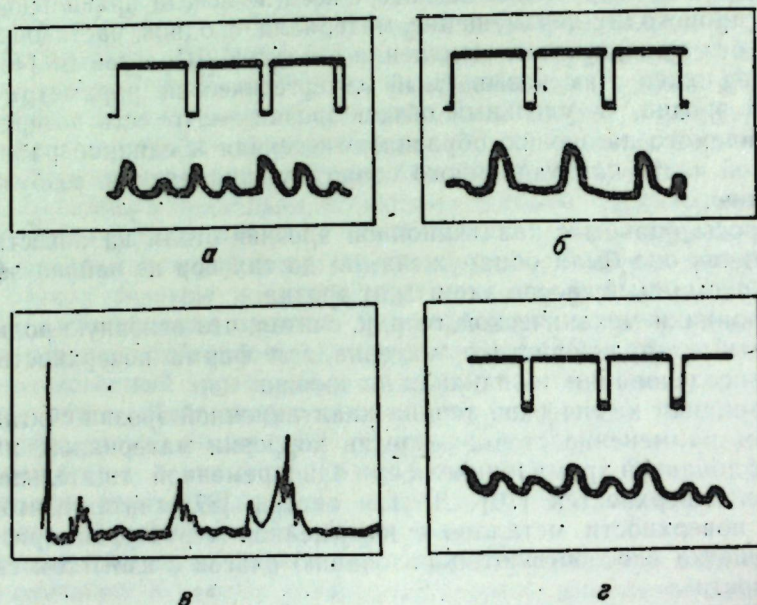


Рис. 5. Осциллограммы электрических импульсов при разрядах в кавитационных пузырьках: а, б — электрические импульсы; в — импульсные пакеты разрядов при прямом попадании зарядов на электрод; г — импульсы электромагнитного излучения.

пренебречь эффектами на краях полости разрыва. Экспериментально электрические разряды, образующиеся при гидродинамической кавитации, установлены В. Константиновым [91, 92]. В. Скоробогатовым [93] были получены осциллограммы электрических разрядов, возникающих внутри кавитационных пузырьков, и установлено, что продолжительность импульсов в основном колеблется от 6 до 28 мсек. и укладывается в полуволну сжатия ультразвуковых колебаний; амплитуда приблизительно равна 140 мВ (рис. 5). Однако заметим, что эти результаты в большей степени носят качественный характер, так как осциллограммы снимались в облаке ультразвуковой кавитации при сильном взаимодействии множества пузырьков, в условиях, не позволяющих выявить причину и характер образования электрических зарядов на стенках полости, а также изучить физику искровых разрядов и эрозии.

Непосредственным следствием электрических разрядов в кавитационных пузырьках, по-видимому, является люминесценция и ультрафиолетовое излучение [94, 95]. В настоящее время высказан целый ряд предположений и нет единой точки зрения на причины возникновения люминесценции при кавитации [4]. Согласно Я. Френкелю [8] свечение кавитационных пузырьков вызвано электрическим разрядом, который имеет место в момент образования пузырьков. Однако результаты

более поздних исследований показывают, что электрический разряд вовсе не должен происходить в начальной стадии образования пузырька. Резкие пульсации при резонансе или его сжатие в кавитационной трубе, по-видимому, вызывают увеличение зарядов и их плотности, и, в конечном счете, приводят к электрическому разряду, порождающему ударную волну. Последнее подтверждается тем, что если пузырек выносится случайными потоками воды из ультразвукового поля и сплющивается вследствие медленного нарастания давления, то он не производит ударной волны [6].

В ряде экспериментальных работ [96, 97] также отмечается, что люминесценция обязана электрическому разряду. Р. Прудон [97], например, обнаружил, что количество перекиси водорода, накапливающейся в результате ультразвукового облучения воды, и яркость свечения увеличиваются при уменьшении потенциала ионизации инертного газа.

С другой точки зрения высказывается предположение, что при захлопывании пузырька находящийся в нем газ нагревается до столь высокой температуры, что начинает светиться. Д. Сринивасан [98] показал, что спектр свечения воды, насыщенной аргоном или гелием, весьма хорошо соответствует кривой излучения черного тела при температуре 11 000°K. Однако такой же спектр может быть и в случае электрического разряда в пузырьке, который и приводит к нагреву. Кроме того, вследствие весьма интенсивного тепло- и массообмена пузырька с окружающей жидкостью [99, 100] вряд ли при сжатии (без электрического разряда) могут достигаться столь высокие температуры.

Фотографированием люминесцирующей зоны кавитации и осциллографированием ее импульсов установлено [101], что люминесценция возникает в конечной стадии сжатия пузырьков. Осциллограммы показывают, что луч люминесценции состоит из отдельных периодических импульсов света с периодом 5×10^{-6} сек и продолжительностью каждого импульса не выше 10^{-8} сек. К. Негини [102] также пришел к выводу, что люминесценция возникает приблизительно за $1/5$ периода до момента наибольшего сжатия пузырьков; в момент схлопывания люминесценция достигает максимальной интенсивности и затем очень быстро исчезает.

Ионизацией газов в кавитационной полости, по-видимому, объясняется синтез различных веществ (аммиака, цианистых соединений) в поле ультразвуковых волн. И. Эльпинер высказал также мысль о возможности диссоциации газов в кавитационной полости и показал, что в озвучиваемой воде восстанавливается йод при обязательном присутствии (и участии) молекулярного водорода. Восстановление азота в присутствии водорода, вероятно, также происходит в кавитационной полости, в которой возникают движущиеся электрические заряды [103].

Наличие электрических зарядов в кавитационных пузырьках и проскакивание разряда подтверждается и тем фактом, что импульсы давления, возникающие в кавитационной зоне, превращаются в ударную волну остроконечной формы. Кроме того, микроскопический анализ кавитационных повреждений показывает, что эрозия возникает в виде сферических углублений, окруженных поднимающимися краями. Этот факт также подтверждает электрическую природу эрозии, так как кратерообразные кавитационные углубления напоминают структуру поверхности, обработанной электроскоровым способом [53, 78].

Весьма характерной и показательной является аналогия кривых зависимостей яркости люминесценции (рис. 6) и интенсивности кавитационных разрушений от отношения времени захлопывания пузырьков к полупериоду звукового колебания [104], из которой следует, что при-

рода люминесценции и эрозии одна и та же и, по нашему убеждению, эти явления — следствие наличия электрических зарядов в кавитационных пузырьках.

В пользу электрической природы кавитационных явлений говорит также устранение кавитационной эрозии переводом паровой кавитации в газовую. В последнем случае насыщение жидкости воздухом приводит к тому, что пузырек наполняется средой, значительно менее проводящей, чем паровая, что исключает возможность электрического пробоя.

Наблюдаемые электрические явления при кавитации позволяют предположить, что эффективной защитой от эрозии будет служить катодная защита образца. Первые исследования в этом направлении были выполнены Г. Петрачи [105] и М. Нехлеба [106], которые показали, что катодная защита может значительно ослабить интенсивность кавитационной эрозии. Положительные результаты при использовании катодной защиты также были получены Кренном [107, 108] и Фолтыном [109].

Результаты Фолтына, представленные на рис. 7, показывают, что компенсацией возникающего тока было достигнуто уменьшение кавитационного разрушения. Однако катодная защита действовала только в начальный период времени, и при этом потеря в весе образца

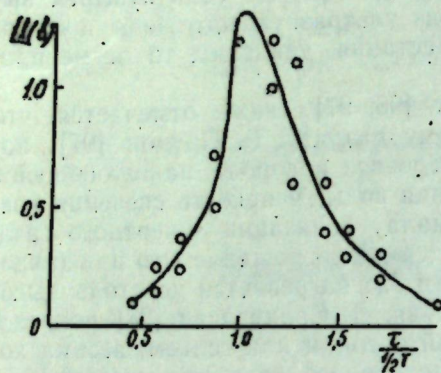


Рис. 6. Зависимость яркости ультразвуковой люминесценции и (напряжение от фотозлемента) от отношения времени захлопывания пузырьков к половине периода звукового колебания T .

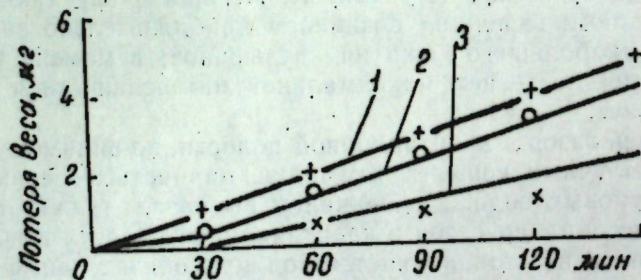


Рис. 7. Зависимость кавитационного разрушения от времени:

1 — образец без электрической защиты, 2 — компенсация электрического тока, 3 — защита электрическим током.

была незначительной. В случае развитой кавитационной эрозии, когда нарушалась чистота поверхности и начиналось интенсивное выкрашивание металла образца, защита переставала быть эффективной.

Ряд кавитационных испытаний с катодной защитой был проведен Матеной [110], который на образцах, расположенных в горле сопла турбины, показал, что катодная защита была эффективной, если образцы защищались достаточно сильным током. Эти защитные токи в 100 раз больше, чем удельные токи, которые приводятся для вычисления защитного оборудования трубопроводов и кабелей против статической электрохимической коррозии.

Изучалось и влияние электрических полей на кавитационную эрозию. Авторы [6] обнаружили, что на интенсивность разрушений оказывает влияние направление силовых линий электрического поля, а Фолтыном [109] установлено, что наложение электрических полей уменьшает эрозию.

В заключение отметим, что, учитывая современное состояние вопроса о кавитации и вызываемой ею эрозии, дальнейшие исследования следует вести в направлении изучения поверхностных явлений при разрыве жидкости, изучения условий возникновения и накопления электрических зарядов на стенках кавитационных полостей, определения условий электрического пробоя, а также возникновения люминесценции и ультрафиолетового излучения, установления закономерностей, которым подчиняются электрические явления при кавитации, изучения характера и величины импульсов давления от захлопывания кавитационных полостей. Только на основе такого комплекса исследований возможно будет выяснить физическую сущность и построить гипотезу, достаточно полно объясняющую механизм процесса, что и позволит разработать способы управления кавитацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Меттер, Физическая природа кавитации и механизм кавитационных повреждений, УФН, т. 35, вып. 1, 1948.
2. К. К. Шальнев, Кавитация в гидродинамике, Изв. АН СССР, 1956, № 8.
3. Н. А. Рой, Возникновение и протекание ультразвуковой кавитации, Акустический журнал, т. 3, вып. 1, 1957.
4. М. Г. Сиротюк, Ультразвуковая кавитация, Акустический журнал, т. 8, вып. 3, 1962.
5. Н. Е. Эльпинер, О механизме химического действия ультразвуковых волн, Акустический журнал, т. 5, вып. 2, 1959.
6. Г. Е. Рудашевский, В. И. Скоробогатов, Гидроэлектрическая гипотеза природы разрушения металлов при кавитации, Филиал Всесоюзного института научной и технической информации, М., 1957.
7. P. A. Eisenberg, Critical review of recent progress in cavitation research, Cavitation in Hydrodynamics, Pap. 1, NPL, London, 1956.
8. Я. И. Френкель, Кинетическая теория жидкостей, Изд. АН СССР, М.—Л., 1945.
9. E. G. Richardson, The mechanism of cavitation, Wear, 2, N 2, 1958.
10. F. E. Fox, K. F. Hershfeld, Gas bubbles with organic scin as cavitation nuclei, J. Acoust. Soc. America 26, N 6, 1954.
11. Kurtze Günther, Über die Bedingungen für das Auftreten von Kavitation in Flüssigkeiten, Nachr. Acad. Wiss. Göttigert. Math.-phys. Kl, ABL, 2a N 1, 1958.
12. H. I. Naake, K. Tamm, P. Dämmig, H. W. Helberg, Observation of the formation and growth of bubbles in water containing air by optical methods, Acustica, 8, N 4, 1958.
13. W. A. Turner, Microbubble persistence in fresh water, J. Acoust. Soc. America, 33, N 9, 1961.
14. D. Sette, Sonic cavitation and tonising radiation, Proc. 3 Inter. Congr. Acoust., Stuttgart, V. 1, 1959. Elsevier publ. Amsterdam, 1961.
15. D. Sette, F. Wanderlingh, Nucleation by cosmic rays in ultrasonic cavitation, Phys. Rev., 125, 2, 1962.
16. D. Lieberman, Radiation-induced cavitation, Phys. Fluids, 2, 4, 1959.
17. D. Srinivasan, V. Radmanabhan, Investigation on the noise due to acoustically induced cavitation in water, J. Scient. and Industrial Res. 21 B N 4, 1962.
18. В. А. Константинов, Влияние числа Рейнольдса на отрывное обтекание, Изв. АН СССР, ОТН, 1946, № 10.
19. R. W. Kermee, J. T. McGrow, B. R. Parkin, Mechanism of cavitation inception and the related scale-effects problem, Trans. ASME, 77, N 4, 1955.
20. E. E. Williams, P. McNulty, Some factors affecting the inception of cavitation, Cavitation in Hydrodynamics, Pap. 2, NPL, London, 1956.
21. J. W. Daily, E. Johnson, Turbulence and boundary layer effects on cavitation inception from gas nuclei, Cavitation in Hydrodynamics, Pap. 4, NPL, London, 1956.
22. P. Eisenberg, Brief survey of progress on the mechanics of cavitation, David Taylor Model Basin, Rep. 842, 1953.

23. R. M. Olsen, Cavitation testing in water tunnels. Univ. of Minn. St. Anthony Falls Hydraulics. Lab. Rep. 429, 1954.
24. А. С. Бебчук, Л. Д. Розенберг, О зависимости кавитационной эрозии от растворимости газа, находящегося над жидкостью, Акустический журнал, т. 6, вып. 4, 1960.
25. G. Keil, H. Save, L. Milowsky, W. Eifler, Kavitation untersuchungen an mineralölen, Freiburger Forschungsh. N 196, 1961.
26. O. Lindström, Physico-chemical aspects of chemically active ultrasonic cavitation in aqueous solution, J. Acoust. Soc. Amer. 27, 4, 1955.
27. B. R. Parkin, Scale effects of ionizing radiation of bubbles in liquids. Phys. Rev. 87, 665, 1952.
28. R. W. Kermeen, Some observation of cavitation on hemispherical heat models. Cal. Inst. of Tech. Hydro. Lab. Rep. E-35, 1, 1952.
29. B. R. Parkin, J. W. Holl, Incipient cavitation scaling experiments for hemispherical and 1,5 calibre agivenosed bodies, Penn. State, College Ordnance Res. Lab. Rep. Nord. 7958—264, 1953.
30. B. R. Parkin, R. W. Kermeen, Incipient cavitation and boundary layer interaction in a streamlined body, Cal. Inst. of Tech. Hydro. Lab. Rep. E-32, 2, 1953.
31. M. Strasberg, Undissolved air cavities as cavitation nuclei. Cavitation in Hydrodynamics, Pap. 6, NPL, London, 1956.
32. F. D. Blake, The onset of cavitation in liquids. Harvard U. Acoust. Res. Lab. Tech. Memo 12, 1949.
33. R. T. Knapp, Further studies of the mechanics and damage potential of fixed type cavities. Cavitation in Hydrodynamics. Pap. 19, NPL, London, 1956.
34. В. Л. Поздюнин, О некоторых задачах гидромеханики отрывного обтекания тел. Изв. АН СССР, ОТН, 1946, № 2.
35. Д. М. Эфрос, Гидродинамическая теория плоско-параллельного кавитационного течения. ДАН СССР, т. 51, № 4, 1946.
36. R. N. Cox, W. A. Clayden, Air antrainment at the rear of a steady cavity. Cavitation in Hydrodynamics, London H. M. S. O. 12—1—12—19. Discuss. E1—E7, 1956.
37. C. F. Naudé-Charl, A. T. Ellis, On the mechanism of cavitation damage by nonhemispherical cavities collapsing in contact with a solid boundary. Trans., D. 63, N 4, 1961.
38. S. Takagi, Химэдзи когё дайгаку кэнкю хококу, Repts. Himeji. Techn. Coll. N 8, 1958.
39. M. S. Plesset, T. P. Mitchell, On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid. Quart. Appl. Math. 13, N 4, 1956.
40. H. Poritsky, The collapse or growth of a spherical bubbles or cavitating a viscous fluid. Proc. First U. S. Nat. Congr. Appl. Mech. Publ. Amer. Soc. Mech. Engrs. N 1, 1952.
41. M. S. Plesset, Din-InHsieh, Theory of gas bubble dynamics in oscillating pressure fields. Phys. Fluids, 3, N 6, 1960.
42. H. G. Flynn, Collapse of a vaporous cavity in a compressible liquid. Cavitation in Hydrodynamics, London, HMSO, XVII—XX, 1956.
43. E. Kling, Über die dynamik der blasenbildung beim begasen von flüssigkeiten unter druck. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 5, 211—213, 1962.
44. Г. А. Хорошев, О влиянии стенки на процессе захлопывания кавитационных полостей. Инженерно-физический журнал, 1963, № 1.
45. А. С. Бебчук, Ю. Я. Борисов, Л. Д. Розенберг, К вопросу о кавитационной эрозии, Акустический журнал, т. 4, вып. 4, 1958.
46. К. К. Шальнев, Условия интенсивности кавитационной эрозии, Изв. АН СССР, ОТН, 1956, № 1.
47. В. И. Ильичев, О частоте образования кавитационных каверн в турбулентных пограничных слоях и спутных течениях, ДАН СССР, т. 136, № 5, 1961.
48. S. O. Rice, Bell system Techn. J. v. 23, 282, 1944, v. 25, 46, 1945.
49. С. П. Козырев, Кавитация в гидроабразивном потоке и кавитационно-абразивное изнашивание, Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 2.
50. M. Degrois, B. Badilian, Phénomènes de relaxation au sein de solutions soumises a un rayonnement ultrasonore. Compt. Rend. Acad. Sci. 231—233, 254, 1962.
51. М. О. Корнфельд, Упругость и прочность жидкостей, Госиздат технико-теоретической литературы. М.—Л., 1951.
52. R. H. Mellen, An experimental study of the collapse of a spherical cavity in water. J. Acoust. Soc. Amer. N 3, 1956.
53. Б. Р. Лазаренко, Н. И. Лазаренко, Электродинамическая теория искровой электрической эрозии металлов. Проблемы электрической обработки материалов, Изд. АН СССР, М., 1962.
54. R. T. Knapp, Recent investigations of the mechanics of cavitation and cavitation damage. Trans. ASME, 77, N 7, 1955.

55. В. Г. Кружilin, Б. А. Савельев, А. А. Шейнак, О кавитации в некоторых узлах авиационных двигателей, Тр. Моск. авиа. ин-та, вып. 64, 1956.
56. I. R. Iones, D. E. Edwards, An experimental study of the forces generated by the collapse of transient cavities in water, J. Fluid. Mech. 7, N 4, 1960.
57. E. Mundry, W. Gölth, Kinematographische untersuchungen der schwingungskavitation, Acustica, 7, N 4, 1957.
58. G. M. Willard, J. Acoust., Soc. Amer. 25, 669, 1953.
59. К. К. Шальнев, Масштабный эффект кавитационной эрозии, Изв. АН СССР, ОТН, 1954, № 5.
60. К. К. Шальнев, Масштабный эффект кавитационной эрозии, ПМТФ, № 4, 1962.
61. S. L. Kerr, K. Rosenberg, An index of cavitation erosion by means of radioisotopes. Trans. ASME, v. 80, N 6, 1958.
62. W. Connolly, F. E. Fox, Ultrasonic cavitation thresholds in water, J. Acoust. Soc. Amer. 26, 5, 1954.
63. М. Г. Сиротюк, Экспериментальное исследование процесса развития кавитации при частоте 500 кГц, Акустический журнал, т. 8, № 2, 1962.
64. H. Herber, Some reflections on model scale formulae for cavitation phenomena, Cavitation in Hydrodynamics, Pap. 11, NPL, London, 1956.
65. А. С. Бебчук, К вопросу о кавитационном разрушении твердых тел, Акустический журнал, т. 3, вып. 1, 1957.
66. W. Sehum, H. Peters, K. Milligen, Metal and Alloys, 8, 126, 1937.
67. H. Nowotny, Werkstoffzerstörung durch kavitation, VDI Verlag, 56, 1942.
68. К. К. Шальнев, Давление и эрозия в области срывной кавитации круглого профиля, Изв. АН СССР, ОТН, 1954, № 6.
69. К. К. Шальнев, Гидромеханические аспекты кавитационной эрозии, Изв. АН СССР, ОТН, 1958, № 1.
70. Т. М. Баица, Кавитация жидкости в гидравлических системах, «Вестник машиностроения», 1961, № 9.
71. W. Gölth, The formation of pressure waves by cavitation, Cavitation in Hydrodynamics, vii-x, NPL, London, 1956.
72. M. S. Plesset, A. T. Ellis, On the mechanism of cavitation damage, Trans. ASME, Pap. N 54-A 76, 1954.
73. Я. Носкиевич, Исследования в Чехословакии электрических явлений при кавитации и электрических средств защиты от кавитационной эрозии, «Теплоэнергетика», 1959, № 7.
74. J. Mousson, Trans. ASME, 59, 399, 1937.
75. H. Föttinger, Hydromechanische Probleme des Schiffsantriebs. Nortr. Hamburg, 241, Berlin, 1943.
76. H. Nowotny, Werkstoffzerstörung durch Kavitation. Berlin, 1943.
77. Л. А. Гликман, В. П. Тэрт, Ю. Е. Зобачев, К вопросу о физической природе кавитационного разрушения. ЖТФ, т. 25, № 2, 1955.
78. W. H. Wheeler, Mechanism of cavitation erosion, Cavitation in Hydrodynamics, Pap. 21, NPL, London, 1956.
79. A. Matting, Werkstoffzerstörung durch cavitation, Schweisstechnik (Berlin), 5, N 2, 48, 1955.
80. R. Esche, H. Kimmel, Zur Erosion aus Metalloberflächen durch Ultraschall-Kavitation, Z. Naturforsch. 11a, N 6, 514—515, 1956.
81. A. T. Ellis, Production of accelerated cavitation damage by an acoustic field in a cylindrical cavity. J. Acoust. Soc. Amer. 27, N 5, 913—921, 1955.
82. И. И. Богачев, Р. И. Минц, Принцип выбора аустенитных сталей для деталей, работающих в условиях кавитационного разрушения, Изв. ВУЗов, Энергетика, 1961, № 2.
83. R. E. Rasmussen, Some experiments on cavitation erosion in water mixed with air. Cavitation in Hydrodynamics, Pap. 20, NPL, London, 1956.
84. В. В. Гавралец, Изучение кавитационной эрозии металлических материалов на магнитострикционном вибраторе, Тр. Харьковск. политехн. ин-та им. В. И. Ленина, т. 9, вып. 1, 1957.
85. M. S. Plesset, A. T. Ellis, On the mechanism of cavitation damage. Trans. ASME, V 77, N 7, 1955.
86. К. К. Шальнев, Энергетический параметр и масштабный эффект кавитационной эрозии, Изв. АН СССР, ОТН, 1961, № 5.
87. P. W. Bridgman, Reflection on Rupture. J. Appl. Phys. 9, 517, 1938.
88. И. И. Богачев, Р. И. Минц, Роль зерна в кавитационном разрушении стали, Металловедение и обработка металлов, № 8, 1958.
89. И. И. Богачев, Р. Ш. Шкляр, А. Д. Слюсарева, Р. И. Минц, Н. И. Сюткин, Изменение структуры и фазового состава некоторых аустенитных сталей на начальных стадиях кавитационного разрушения, Физика металлов и металловедение, № 1, 1961.

90. Г. Л. Натансон, О величине электрического поля в полостях, образуемых при кавитации жидкостей ультразвуком, ДАН СССР, т. 59, № 1, 1948.
91. В. А. Константинов, Об электрических зарядах при кавитации, ДАН СССР, т. 54, № 3, 1947.
92. В. А. Константинов, Вопросы физической природы кавитации и эрозии, Изв. АН СССР, ОТН, 1947, № 6.
93. В. Н. Скоробогатов, Исследование электрических разрядов в кавитационных пузырьках, Сб. Применение ультразвука к исследованию вещества, вып. 10, МОПИ, 1960.
94. L. A. Chambers, The emission of visible light from pure liquids during acoustic excitation. Phys. Rev. 49, 2, 1936.
95. P. Jarman, Measurements of sonoluminescence from pure liquids and sonic aqueous solutions, Prac. Phys. Soc., 73, 472, 1959.
96. E. N. Harvey, Sonoluminescence and sonic chemiluminescence, J. Amer. Chem. 61, 2392, 1939.
97. R. O. Prudhomme, Luminiscence et actions oxydantes des ultrasons dans l'eau en presence des differents gaz rares. Proc. 2nd Conf. Ultrason. 1956, Warszawa, PWN, 1957.
98. D. Srinivasan, L. V. Holtroud, Optical spectrum of the sonoluminescence emitted by cavitated water. J. Appl. Phys. 32, 3, 1961.
99. Levenspiel Ostave, Collapse of steam bubbles in water, Industr. and Engng. Chem. N 6, 51, 1959.
100. A. F. Charwal, C. F. Dewey, J. N. Roos, J. A. Hitz, An investigation of separated flows. Part 2. Flow in the cavity and heat transfer. J. Aero/Space Sci., 28, N 7, 1961.
101. E. Meyer, H. Kuttruff, Zur phsenbeziehung zwischen sonolumineszenz und kavitationsvorgang bei periodischer anregung, Z. angew. Phys. 11, N 9, 1959.
102. K. Negishi, Phase relation between sonoluminescence and cavitating bubbles, Acustica, 10, N 2, 1960.
103. А. В. Сокольская, Н. Е. Эльпинер, О синтезе аммиака и инаннх соединений в поле ультразвуковых волн, Акустический журнал, т. 3, вып. 3, 1957.
104. М. Г. Сиротюк, О поведении кавитационных пузырьков при больших интенсивностях ультразвука, Акустический журнал, т. 7, вып. 4, 1961.
105. G. Petracchi, Intorno all interpretazione del processo di corrosione per cavitazione, La Metallurgia Italiana, N 1, p. 1—6, 1949.
106. M. Nechleba, Das Problem der Kavitation, Maschinenbautechnik, 2, 81, 1955.
107. Krenn, Wärmeflub als Korrosionsursache. Maschinenbau u. Warmewirtschaft, 81—87, 1948.
108. Krenn, Thermo-Electric Corrosion, Electrical Review, 1949.
109. Foltjn, Katodicka ochrana proti kavitacui Korosi, Strojirenstvi, N 9, 1952.
110. M. Nechleba, Das Problem der Kavitation, Wissenschaftliche Zeitschrift der Techn. Hochschule. Dresden, N. 4, 3, 543—544, 1953, 1954.

Б. Р. ЛАЗАРЕНКО, М. К. БОЛОГА, Ю. Н. ПАУКОВ

ДЕСПРЕ КАВИТАЦИЕ ШИ ЕРОЗИУНЯ КАУЗАТЭ ДЕ ЕА

Резумат

Ын артикол се дэ анализа унуй комплекс де ынтребэрь деспре ори-
жиния ши дезволтаря кавитацией ши а прочеселор секундаре каузате де
еа. Се черчетязэ феноменеле електриче, каре ау лок ла кавитацие, ме-
ханизмул ши карактерул дистрижерилор, прекум ши методеле де луптэ
ку ерозиуня кавитационалэ. Пе база фактулуй кэ феноменеле кавита-
ционале сынт де натурэ електрикэ ши кэ дистрижеря материалелор
аре лок суб инфлуенца форселор электродинамиче се индикэ дирек-
цинде черчетэрилор ултерноаре.

Ю. Н. ПЕТРОВ

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗНОСОСТОЯКИХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ ЖЕЛЕЗНЫХ ПОКРЫТИЙ

В настоящее время советская наука располагает большим количе-
ством способов повышения износостойкости и долговечности деталей
машин. В свете решений декабрьского Пленума ЦК КПСС 1963 года
ведущее место в этом вопросе принадлежит электролитическому способу
наращивания металла. Этот способ по сравнению с другими техноло-
гическими приемами повышения долговечности деталей машин имеет
ряд преимуществ:

- 1) возможность получения покрытий с высокой твердостью (1000—
1200 кг/мм²) и износостойкостью;
- 2) возможность получения равномерных по толщине покрытий на
всей наращиваемой поверхности;
- 3) возможность одновременного упрочнения и восстановления доста-
точно большого количества деталей;
- 4) возможность применения автоматизации процесса наращивания;
гарантирующего получение качественных покрытий требуемой толщины
и с заданными механическими свойствами.

Советскими и зарубежными учеными предложена обширная рецел-
тура электролитов и разработан ряд технологических приемов, позво-
ляющих значительно повысить производительность процесса. Тем не ме-
нее гальванические процессы и прежде всего износостойкое хромиро-
вание и железнение совершенно недостаточно применяются в нашем
производстве. Объясняется это тем, что внедрение этих процессов тре-
бует специальных знаний от инженерно-технических работников и ис-
пользования рабочих высокой квалификации. В связи с этим необходимо
совершенствовать процессы хромирования и железнения с тем, чтобы
упростить до минимума обслуживание ванн, а также значительно по-
высить их производительность.

Совершенствование получения износостойких электролитических по-
крытий на наш взгляд должно развиваться в основном по двум направ-
лениям.

1. Совершенствование существующих электролитов и изыскание
новых, более производительных, обеспечивающих получение качествен-
ных покрытий с требуемыми механическими свойствами.
2. Совершенствование существующих и изыскание новых техноло-
гических приемов электролитического наращивания металла, обеспечи-
вающих повышение механических свойств покрытий и производи-
тельности процесса.

Практика показала, что холодные электролиты по известным
причинам позволяют значительно упростить и удешевить применяемое

в гальванотехнике оборудование, а главное, упростить его обслуживание. Поэтому в настоящее время ведутся большие работы по совершенствованию существующих и разработке новых холодных электролитов для нанесения износостойких покрытий:

Заслуживает внимания холодный тетрахроматный электролит, предложенный Бронхаузером и изучаемый у нас в СССР М. А. Шлугером, Д. П. Засимовичем, Г. Т. Бахваловым и др.

Основными преимуществами тетрахроматного электролита являются:

- 1) возможность осаждения хрома при комнатной температуре;
- 2) высокий выход по току (30—33%) и хорошая рассеивающая способность;
- 3) возможность получения покрытий с низкими внутренними напряжениями;
- 4) малая чувствительность процесса к запылению раствора примесями и др.

Однако, как показали исследования, покрытия, полученные из рассматриваемых электролитов, обладают сравнительно низкой твердостью (350—450 кг/мм²) и износостойкостью. Поэтому научным учреждениям и работникам производства необходимо изыскивать условия электролиза, которые обеспечат получение хромовых покрытий с более

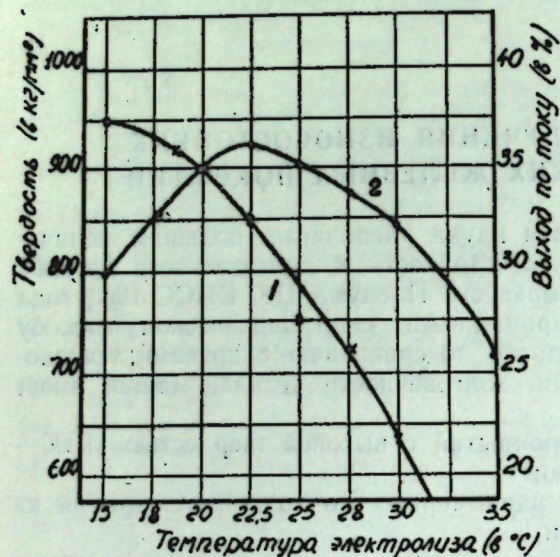


Рис. 1. Влияние температуры электролита на твердость покрытий и выход по току (по А. С. Смелову и И. Резчик): 1 — выход по току, 2 — твердость.

высокой твердостью и износостойкостью с тем, чтобы они по механическим свойствам могли конкурировать с покрытиями, полученными из горячих электролитов.

Перспективным в этом отношении является холодный хромовый электролит, предложенный для восстановления изношенных деталей машин А. П. Смеловым и И. Резчик:

хромовый ангидрид	150 г/л
серная кислота	1,5 г/л
температура электролита	20—25°C
плотность тока	50 а/дм²

Отличительной особенностью этого электролита является возможность получения качественных хромовых покрытий большой твердости (800—850 кг/мм²) и износостойкости, при выходе по току 33—36% (см. рис. 1).

Скорость осаждения хрома при этом составляет 38—50 мк за час, а рассеивающая способность, по сравнению с горячими электролитами, значительно выше.

За последние годы, благодаря исследованиям советских ученых М. П. Мелкова, В. П. Ревякина и др., предложен ряд электролитов и определены условия электролиза, обеспечивающие получение твердых,

износостойких железных покрытий, конкурирующих по механическим свойствам с хромовыми осадками. Однако при изучении процесса железнения преимущественное внимание уделялось горячим электролитам, что оказало известное влияние на внедрение этого прогрессивного способа упрочнения и восстановления изношенных деталей машин.

Известные холодные электролиты для получения твердых железных покрытий страдают сравнительно низкой производительностью (допустимая плотность тока 5—8 а/дм²) что, естественно, ограничивает область их применения.

В 1959 году нами был предложен холодный хлористый электролит, обеспечивающий получение твердых (600—700 кг/мм²) износостойких железных покрытий с достаточно высокой производительностью (200—350 мк за час)*. Состав электролита (г/л):

хлористое железо	600—700
NaCl или KCl	100—150
хлористый марганец	15—30
аскорбиновая кислота	0,5—2,0
pH	1,2—3,0

режим электролиза: $t = 20—40^\circ\text{C}$; $D_k = 20—30 \text{ а/дм}^2$.

Присутствие в электролите аскорбиновой кислоты, с одной стороны, улучшает качество железных покрытий (отсутствует слоистость), а с другой стороны, препятствует окислению раствора, что увеличивает срок службы электролита и повышает выход железа по току. Исследования показали, что покрытия, полученные из рассматриваемого электролита, обладают лучшей износостойкостью по сравнению со стали 45Г2 ($R_c = 46—48$), а также цементированной и закаленной стали 20Х ($R_c = 55—58$).

За последние годы разработаны новые перспективные холодные органические электролиты, основными компонентами которых являются соли железа сульфокислот.

В 1959 году Л. А. Яковлевой и Ш. И. Чатапанидзе предложен фенолсульфоновый электролит:

фенолсульфоновое железо $\text{Fe}(\text{C}_6\text{H}_5\text{O}_4\text{S})_2 \cdot 2,5\text{H}_2\text{O} = 320 \text{ г/л}$;
pH = 3,5—4,5

Режим электролиза: температура электролита = 20—60°C;
 $D_k = 5—12 \text{ а/дм}^2$.

В 1961 году И. В. Душевским под руководством автора были предложены еще три электролита: метилсерный, сульфосалициловый и глицератовый (см. табл. 1).

Таблица 1

Наименование электролита	Концентрация соли железа г/л	pH электролита	Режим электролиза	
			t°C	$D_k \text{ а/дм}^2$
Метилсерный	$\text{Fe}(\text{CH}_3\text{OSO}_2\text{O})_2 = 350$	1,6—2,2	20—40	10—18
Сульфосалициловый	$\text{Fe}(\text{C}_7\text{H}_5\text{O}_6\text{S})_2 = 520$	2,0—4,0	20—40	8—15
Глицератовый	$\text{Fe}(\text{C}_3\text{H}_5\text{O}_3\text{S})_2 = 430$	1,6—2,2	20—40	8—15

* Петров Ю. Н., Пулатов А., Шаверштейн И. Я. Авторское свидетельство № 138786 от 11 июня 1960 г., выданное Комитетом по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР.

Получение указанных солей железа общедоступно и нетрудоемко. При этом используется известная схема реакций, при которой на первом этапе сульфокислота переводится в кальциевую или бариевую соль соответствующей кислоты, затем по реакции замещения эта соль переводится в соответствующую соль железа.

Хотя органические электролиты еще мало изучены, но уже первые исследования показали, что они не агрессивны, стойки к окислению, готовятся из доступных и дешевых исходных компонентов.

Характерной особенностью железных покрытий, полученных из органических электролитов, является:

- 1) более дисперсная структура;
- 2) небольшие внутренние напряжения, меняющиеся в зависимости от режима электролиза как по величине, так и по знаку;

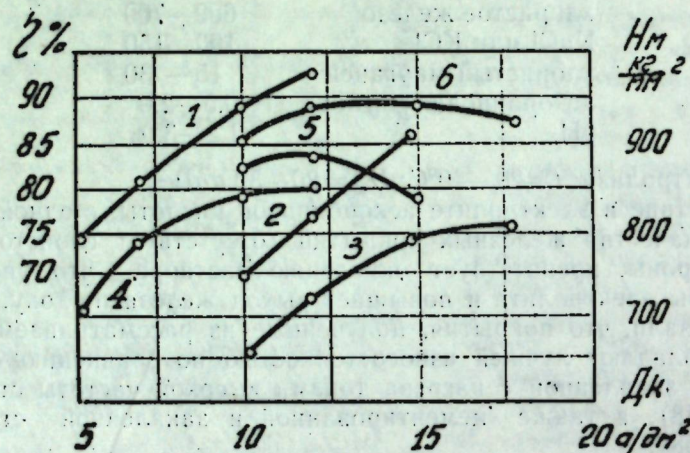


Рис. 2. Влияние катодной плотности тока на твердость покрытия и выход по току из метилсерного электролита ($\text{pH}=2,0$, $\text{Fe}^{++}=70 \text{ г/л}$): 1, 2, 3 — микротвердость покрытия соответственно при $t=20, 40, 60^\circ\text{C}$; 4, 5, 6 — выход по току соответственно при $t=20, 40, 60^\circ\text{C}$.

- 3) более высокая твердость ($700-900 \text{ кг/дм}^2$) и износостойкость осадков (рис. 2).

Несмотря на очевидные преимущества рассмотренных холодных электролитов, по сравнению с горячими, успешное практическое их использование в производстве зависит от глубокого понимания явлений, происходящих в процессе электролиза и умения управлять ими. Поэтому необходимо значительно расширить и углубить исследования этих электролитов, обратив особое внимание на изучение и улучшение механических свойств покрытий и повышение производительности процесса.

Перспективным технологическим приемом повышения долговечности деталей машин является использование электролитических сплавов. В этом случае создаются условия получения покрытий с весьма ценными и разносторонними свойствами: высокой твердостью и износостойкостью, повышенной коррозионной стойкостью, повышенной усталостной прочностью и т. д.

В литературе известна многочисленная рецептура электролитов, позволяющих при определенных условиях получать сплавы железа с углеродом, марганцем, никелем, хромом, молибденом и другими элементами. Однако в производственных условиях электролитические сплавы не нашли еще должного применения. Объясняется это недостаточной

изученностью этих процессов, их нестабильностью и сравнительно малой производительностью. Поэтому изучению условий электролитического осаждения сплавов, интенсификации этого процесса должно уделяться особое внимание.

К технологическим приемам, совершенствующим процесс хромирования и железнения, следует отнести:

- 1) получение пористых хромовых и железных покрытий из холодных электролитов;
- 2) хромирование и железнение в проточных электролитах;
- 3) получение хромовых и железных покрытий при программной автоматизации режимов электролиза;
- 4) хромирование и железнение в ультразвуковом поле.

Известно, что пористые электролитические покрытия обладают повышенной износостойкостью, особенно в условиях граничного и полужидкостного трения. Поэтому производство к этим покрытиям всегда проявляет особый интерес. Однако если технология получения пористых хромовых и железных покрытий из горячих электролитов достаточно подробно разработана и освещена в литературе, то вопрос получения таких же покрытий из холодных электролитов еще мало изучен.

Наши исследования показали, что при определенных условиях электролиза из холодных хромовых и железных электролитов могут быть получены качественные пористые покрытия, износостойкость которых не уступает износостойкости подобных покрытий, полученных из горячих электролитов.

Так, Ф. М. Перегудовым были определены условия получения пористых железных покрытий из указанного холодного хлористого электролита. Исследования показали, что качественные пористые покрытия получаются только на основе неслоистых (монокристаллических) осадков.

Выявление сетки трещин в железных покрытиях лучше всего производить анодным травлением в 25—30 процентном растворе серной кислоты при комнатной температуре и анодной плотности тока 20—30 a/дм^2 . Длительность травления не должна превышать 10—15 минут.

Наилучшей износостойкостью обладают покрытия, имеющие на площади в 1 мм^2 5—10 пор.

Для получения более равномерного расположения трещин на поверхности катода и лучшего их выявления рекомендуется детали, покрытые железом, подвергать отпуску при $t=250-300^\circ$ с выдержкой 1—1,5 часа.

Пористые железные покрытия, по сравнению с гладкими покрытиями, полученными из холодного хлористого электролита, обладают значительно лучшей прирабатываемостью и более высокой износостойкостью. Микротвердость этих покрытий колеблется в пределах 650—700 кг/мм^2 .

Многообещающим технологическим приемом, развивающимся в настоящее время у нас в СССР, является электролитическое нанесение покрытий в проточном электролите.

Особую ценность этот прием представляет для упрочнения и восстановления крупногабаритных деталей, имеющих сложную конфигурацию (коленчатые валы, цилиндры, блоки двигателей, отверстия корпусных деталей и т. д.). При обычных условиях электролиза в этом случае возникают большие трудности, связанные с изоляцией мест, не подлежащих покрытию, с громоздкой конструкцией подвесных устройств и необходимостью иметь ванны больших размеров.

Рассматриваемый технологический прием позволяет в 2—3 раза повысить предельную плотность тока, что значительно повышает производительность процесса. При этом механические свойства покрытий, как

правило, улучшаются. Так, твердость хромовых покрытий увеличивается с 800 кг/мм^2 до 1100 кг/мм^2 , а железных с 600 кг/мм^2 до 800 кг/мм^2 .

Многие годы этот технологический прием не находил широкого применения в производственных условиях в связи с тем, что использовались горячие электролиты. С разработкой рецептуры холодных электролитов устраняются недостатки, присущие горячим электролитам, что должно способствовать более широкому внедрению этого процесса.

При упрочнении и восстановлении изношенных деталей машин часто возникает необходимость получать электролитические покрытия с различными по толщине свойствами, которые трудно, а иногда и невозможно получить при постоянных режимах электролиза. Так, при восстановлении изношенных деталей, работающих при больших нагрузках в агрессивных средах, необходимо, чтобы электролитическое покрытие одновременно обладало высокой стойкостью против коррозии и износа.

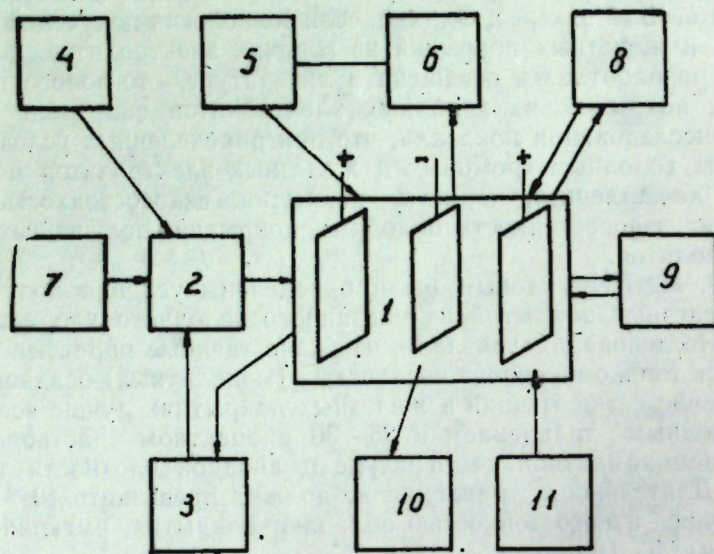


Рис. 3. Блок-схема автоматического программного регулирования режимов электролиза: 1 — электролитическая ванна, 2 — источник постоянного тока, 3 — программный регулятор плотности тока, 4 — реверсатор тока, 5 — нагревательный элемент, 6 — программный регулятор температуры электролита, 7 — реле времени, 8 — регулятор уровня, 9 — регулятор кислотности, 10 — прибор для измерения толщины покрытий, 11 — устройство для перемешивания электролита.

Однако известно, что хромовые и железные покрытия, обладающие наивысшей износостойкостью, в то же время, за счет наличия микротрещин, имеют пониженную стойкость к коррозии и, наоборот, покрытия, имеющие низкую твердость и износостойкость, обладают наилучшей коррозионной стойкостью.

Хромовые и железные покрытия с указанными свойствами можно получать при программном изменении режимов электролиза. Так, если при железнении постепенно (программно) увеличивать катодную плотность тока, то в первый период электролиза покрытие будет эластичным, не напряженным и с хорошим сцеплением. Дальнейшее повышение D_k будет способствовать получению более твердых и износостойких покрытий.

Такое программное изменение D_k позволяет получать железные покрытия с хорошей прочностью сцепления и одновременно с высокой износостойкостью, что особенно важно для повышения долговечности деталей машин, работающих при больших знакопеременных нагрузках.

При хромировании программное снижение температуры электролита в интервале $70-45^\circ\text{C}$ позволяет получать в начальный период электролиза беспористые покрытия, а затем пористые износостойкие осадки. Хромовые покрытия, полученные по рассматриваемой программе, одновременно являются коррозионностойкими и износостойкими:

Заслуживает особого внимания электролитическое осаждение хрома и железа при периодическом (программном) изменении величины и направления тока. В этом случае значительно повышается производительность процесса, улучшается рассеивающая способность электролита, а покрытия отличаются мелкозернистой структурой, гладкой поверхностью и лучшими механическими свойствами.

На кафедре «Ремонта машин» Кишиневского сельскохозяйственного института аспирантом А. Н. Ягубец создана экспериментальная полупромышленного типа установка для автоматического программного управления по времени режимом электролиза. Установка предназначена для получения хромовых и железных покрытий практически по любому виду программного изменения температуры электролита и плотности тока при заданных значениях концентрации электролита.

Блок-схема ванны в комплекте с автоматическими регуляторами, измерительными приборами и вспомогательными устройствами приведена на рис. 3.

Электроды ванны 1 питаются от источника постоянного тока 2, на который воздействуют программный регулятор плотности тока 3, реверсатор 4 и блок реле времени длительности процесса 7.

Температура ванны зависит от режима работы термоэлементов 5. Этот режим определяется программным регулятором 6. Температура электролита усредняется устройством для перемешивания 11.

Толщина покрытия измеряется и записывается во времени прибором 10. Кислотность электролита поддерживается постоянной при помощи регулятора 9. Реле 8 служит для поддержания уровня электролита в ванне.

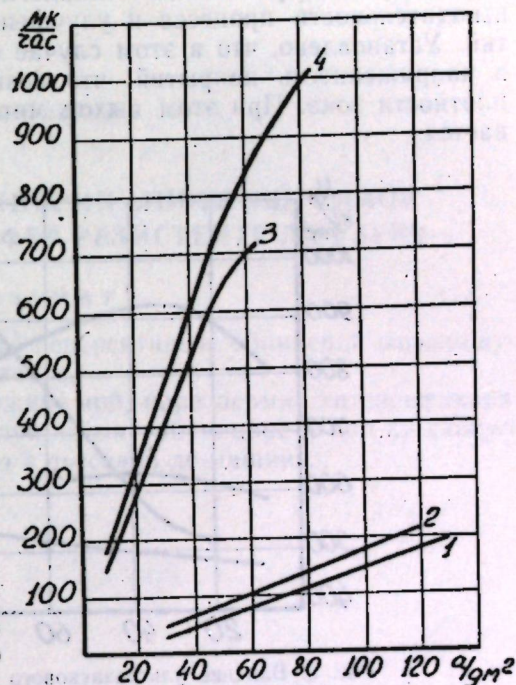


Рис. 4. Влияние ультразвукового поля и катодной плотности тока на скорость осаждения износостойких электролитических покрытий: 1 — скорость осаждения хромовых покрытий из тетрахроматного электролита, без ультразвука, 2 — то же с применением ультразвука, 3 — скорость осаждения железных покрытий из холодного хлористого электролита без ультразвука, 4 — то же с применением ультразвука.

Система регуляторов построена преимущественно на приборах унифицированной системы автоматического контроля и регулирования (УСАКР).

Желаемые программы изменения температуры и плотности тока по времени наносятся тушью на ленточную диаграмму регулирующих устройств РУ 5-02 М с учетом получения заданной толщины и определенных свойств покрытия.

Электролитическое осаждение металла в ультразвуковом поле также является эффективным технологическим приемом повышения производительности процесса и улучшения механических свойств покрытий. Установлено, что в этом случае снижается катодная поляризация и напряженность покрытий, что позволяет применять более высокие плотности тока. При этом выход металла по току несколько увеличивается.

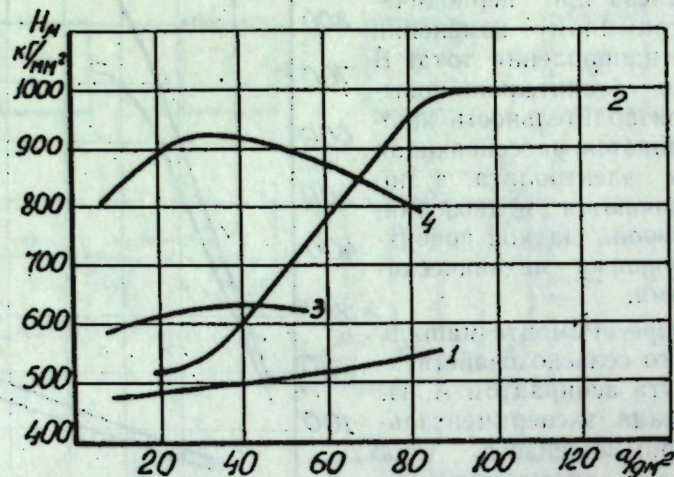


Рис. 5. Влияние ультразвукового поля и катодной плотности тока на твердость гальванических покрытий: 1 — изменение твердости хромовых покрытий, полученных из тетрахроматного электролита ($C_2O_3=350$ г/л, $NaOH=50$ г/л, сахар = $1,0$ г/л, $H_2SO_4=2,0$ г/л, $t=20^\circ C$), без ультразвука; 2 — то же с применением ультразвука; 3 — изменение твердости железных покрытий, полученных из холодного хлористого электролита ($FeCl_2 \cdot 4H_2O=600$ г/л, $NaCl=100$ г/л, $MnCl_2 \cdot 4H_2O=15$ г/л; аскорбиновая кислота = $0,5$ г/л, $pH=2,6$; $t=30^\circ C$), без ультразвука; 4 — то же с применением ультразвука.

Согласно нашим исследованиям с применением ультразвука при железнении из холодного хлористого электролита, катодная плотность тока может быть доведена до 80 A/dm², что обеспечивает повышение производительности процесса более чем в 5 раз (до $1,05$ мм за 1 час) по сравнению с обычными условиями (см. рис. 4).

Скорость осаждения хромовых покрытий из тетрахроматного электролита в присутствии ультразвуковых колебаний также возрастает (см. рис. 4). Так, при плотности тока в 125 A/dm² скорость осаждения хрома увеличилась до 218 мк за один час.

Исследования, проведенные аспирантом Г. Н. Зайдманом, показали, что электролитическое осаждение в ультразвуковом поле способствует повышению твердости и износостойкости железных и хромовых покрытий. Так, наибольшая твердость железных осадков, полученных без ультразвука, составляет 700 кг/мм², а при воздействии ультразвуковых

колебаний повышается до 870 кг/мм². Значительно возросла твердость и хромовых покрытий, полученных из тетрахроматного электролита с 450 кг/мм² до 960 кг/мм² (см. рис. 5).

Итак, перспективным, на наш взгляд, направлением, наиболее полно удовлетворяющим требованиям производства, следует признать получение износостойких, твердых хромовых и железных покрытий из холодных электролитов, с применением изложенных технологических приемов и дальнейшего их совершенствования.

Ю. Н. ПЕТРОВ

ПЕРСПЕКТИВЕЛЕ ОБЦИНЕРИЙ ЫНВЕЛИШУРИЛОР ЕЛЕКТРОМЕТРИЧЕ ДЕ ФЕР РЕЗИСТЕНТЕ ЛА УЗУРЭ

Резюме

Ын артикол се ворбеште деспре перспективеле обцинерий ынвелишурилор электролитиче де фер резистенте.

Се индикэ прочедееле технологиче ной, каре пермит интенсификаря прочеселор ши лэзжиря домениулуй де ынтребуинцаре а лор ку скопул де а ридика нивелул де резистенцэ а пьеселор де машинь.

Н. И. САФРОНОВ

СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ЛЕГИРОВАНИЯ СТАЛИ

Известно, что износостойкость, микротвердость металлических поверхностей есть функция структурного строения металла. Поэтому, чтобы управлять механическими свойствами поверхностных слоев деталей

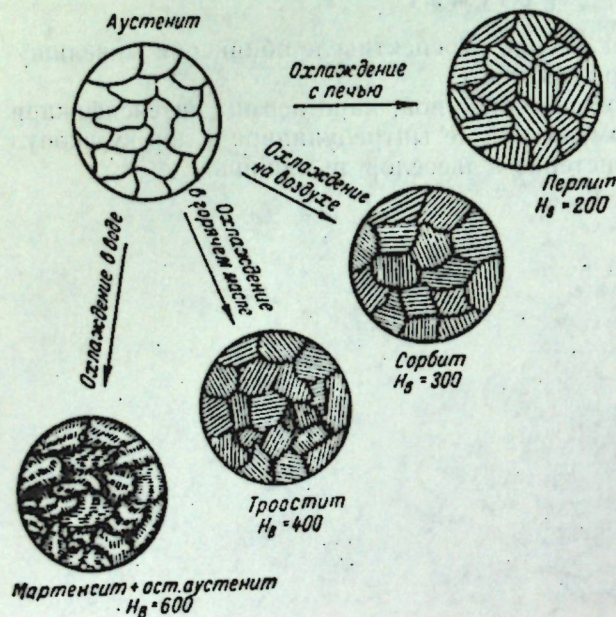


Рис. 1. Структурные изменения аустенита в стали при различных скоростях охлаждения.

Чтобы все указанные процессы успели полностью завершиться, аустенит, надо охлаждать со скоростью менее 1° в минуту. Скорость охлаждения менее 1° в минуту характерна для образования стабильных диаграмм состояния (например, железо—углерод). При более быстром охлаждении аустенита не все описанные процессы успевают произойти и в результате получаются промежуточные структуры между аустенитом и перлитом, так называемые переходные структуры: сорбит, троостит и мартенсит (рис. 1).

Известно, что целью закалки стали является предельное повышение твердости путем получения мартенситной структуры. Она связана с быстрым охлаждением, необходимым для предотвращения превращений

машин, работающих на износ, необходимо изучение микроструктуры металла, характера ее образования.

Из диаграммы состояния железоуглеродистых сплавов известно, что при медленном охлаждении стали, содержащей 0,8% углерода, при критической температуре 723°C происходит превращение аустенита в перлит.

При превращении аустенита (охлаждения) в перлит происходит три процесса:

1. Перестройка кристаллической решетки.
2. Выделение цементита из кристаллической решетки.
3. Рост образовавшегося аустенита.

в верхнем интервале температур и сохранения аустенита до интервала мартенситного превращения. Условия, при которых происходит закалка стали, отличны от тех условий, которые сопровождают электронискровое легирование. В связи с этим структура легированного слоя отличается от структуры стали при обычной закалке. Так как электронискровое легирование сопровождается сложными физико-химическими превращениями в поверхностных микрообъемных слоях легированных металлических поверхностей, температура достигает в конце разряда порядка $10\,000 \div 50\,000^\circ\text{C}$, кроме того процесс связан с мгновенным охлаждением микрообъемов со скоростью 10^4 град/сек, а также полярным переносом материала из электрода (анода) на легирующую поверхность (катод).

Следовательно, легирующий слой с весьма высокими прочностными свойствами может образоваться только при химикотермическом взаимодействии перенесенного материала с основным металлом упрочняемой (легируемой) детали при температуре порядка $10\,000 \div 20\,000^\circ\text{C}$.

Большинство исследователей [1, 2, 3, 4, 5] считают, что микроструктура слоя после электронискрового легирования неоднородная и состоит из остаточного аустенита и мартенсита. Появление других фазовых, составляющих структуру легированного слоя, будет зависеть от условий (материала электрода, состава среды, в которой протекает процесс) и химического состава самой легированной поверхности.

Известно, что износостойкость, микротвердость металлических поверхностей есть функция микроструктуры. Поэтому необходимо было провести серию исследований по изучению микроструктуры легированного слоя, характера структурных фаз, входящих в этот износостойчивый поверхностный слой. Объектом исследования микроструктуры легированного слоя были образцы из стали У9А и стали 45.

В качестве электродов для проведения электронискрового легирования исследуемых металлических поверхностей применялись твердые сплавы (Т15К6, ВК3) на титано-кобальто-вольфрамовой основе.

Электронискровое легирование образцов, подлежавших исследованию, проводилось на установке «Электром-5» и частично на «Универсальном стенде».

Процесс легирования проходил на режимах с различными электрическими параметрами (сила рабочего тока, напряжение и емкость).

Микрошлифы готовились по общепринятой методике. Травление их поверхности проходило в растворе 4% азотной кислоты в спирте. Время травления устанавливалось по мере протравляемости поверхности микрошлифа. Для травления верхнего «белого слоя» был составлен специальный травитель из 40 см³ соляной кислоты, 40 см³ воды, 8 г серно-кислой меди.

Изучение микроструктуры легированного слоя, при увеличении $\times 240$ и $\times 450$, проводилось на горизонтальном металлографическом микроскопе МИМ-8М по методике, разработанной И. З. Могилевским.



Рис. 2. Микроструктура слоя стали У9А после электронискрового легирования на 6 режиме электродом Т15К6. Травитель 4% HNO_3 в спирте. Время травления — 20 сек $\times 450$.

Микротвердость замерялась на твердометре ПМТ-3 системы М. М. Хрущева и Е. С. Берковича при нагрузке 100 Г.

На рис. 2 представлена композиция верхнего слоя, подслоя и основной структуры, которая состоит из перлита и троостита. Микрофотография показывает, что верхняя зона электронского легирования состоит из «белого слоя» (А) и переходной зоны (подслоя В), который получается после электронской обработки металлической поверхности в результате перехода от верхнего слоя к основному металлу. Зона (В) имеет резкий переход, что указывает на большой градиент температур.

Микроструктура подслоя (В) состоит из мелких кристаллов аустенита и неотпущенного мартенсита с вкраплением мелких зернышек карбидов, нитридов, о их наличии, особенно на границе переходной зоны, свидетельствует высокая микротвердость, достигающая порядка 1180 кг/мм². Структурные фазы, составляющие зону (В), сравнительно плавно переходят в зону основного металла (В). Это подтверждается микротвердостью, которая незначительно отличается по величине у самой границы перехода зоны (В) в зону (В) основного металла. На рис. 3 представлена микрофотография шлифа из стали 45 с исходной структурой феррито-перлитной.

Если сравнить легированные слои (см. рис. 2 и 3), то можно сказать, что они по своему внешнему виду мало чем отличаются между собой, если не учитывать различных электрических режимов, при которых они были получены, и разных по химическому составу легированных сталей. Белый слой почти не имеет переходного слоя (см. рис. 3). Нами замечено, что эти явления, характерные для легированных слоев, получаются на мягких режимах при электронском упрочнении. Однако, несмотря на эти явления, при тщательном наблюдении микрошлифа в микроскоп с большой разрешающей способностью порядка $\times 800 - 1000$ наблюдалась переходная зона — мелкие зерна аустенита и мартенсита, которые при дальнейшем углублении в основу легированной металлической поверхности становятся крупнее. С глубиной структура плавно переходит в трооститомартенситную и, наконец, в исходную структуру стали (феррито-перлитную).

Следует отметить, что переходная зона, получаемая при мягких режимах электронского легирования, значительно меньше по своей глубине и контрастности тех зон, которые получаются на грубых режимах при электронском упрочнении.

Микрофотография (рис. 4) представляет строение подслоя стали У9А, которая до электронского легирования проходила термическую обработку токами высокой частоты (ТВЧ), затем подвергалась легированию электронским способом. Поэтому полученная микрострук-



Рис. 3. Микроструктура слоя и подслоя стали 45 (сырая) после электронского легирования на 3 режиме электродом Т15К6. Травитель 4% HNO_3 в спирте. Время травления 25 сек $\times 240$.

тура исследуемой стали была мелко дисперсна, что представляло большие трудности в определении структурных фаз подслоя. В результате удовлетворительной работы при фотографировании микрошлифа и фотообработки удалось получить микрофотографию (рис. 5), которая дала возможность рассмотреть мелкие вкрапления карбидов. Они особенно видны у самой границы белого слоя и подслоя.

Известно, что обычный травитель не выявляет структуру мартенсита в белом слое. Это явление Л. Палатник объясняет тем, что поверхностная энергия на границе аустенит—мартенсит при наличии регулярного сопряжения этих решеток близка к нулю, поэтому при действии травителем на структуру не образуется электрохимических микропор, которые в обычных условиях (две обособленные фазы) приводят к значительной травимости.

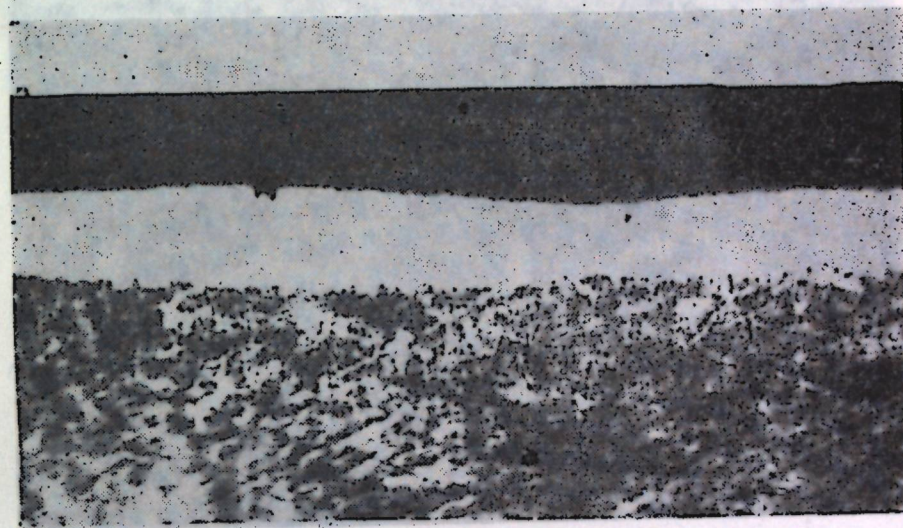


Рис. 4. Микроструктура подслоя стали У9А после электронского легирования на 4 режиме электродом Т15К6. Травитель 4% HNO_3 в спирте. Время травления — 25 сек $\times 240$.

Для выявления структуры в белом слое (см. рис. 5) нами был принят в качестве травителя специальный состав из 40 см³ соляной кислоты, 40 см³ воды, 8 г сернокислой меди — так называемый Марбля.

В результате предварительного анализа нами была зафиксирована частичная протравляемость белого слоя. Это дало возможность рассмотреть в микроскоп мелкие вкрапления в виде карбидов и других составляющих, которых обнаружить не удалось из-за малой разрешающей способности микроскопа.

Предварительный металлографический анализ показывает, что слой, исследуемый после электронского легирования, состоит из двух частей: слоя покрытия и переходной зоны от нанесенного слоя к основному металлу. Между нанесенным твердым износостойчивым слоем и основной происходит взаимная диффузия компонентов.

Переходная зона называется подслоем [1, 2] и представляет собой область термического влияния электронных импульсов. Проведенное нами исследование по изучению структуры слоя, получаемого после электронского легирования, подтверждает результаты, полученные другими авторами [3, 4].

Микротвердость замерялась по зонам, а в отдельных случаях проверялись фазовые составляющие. Анализ микротвердости легированных слоев показывает, что с увеличением электрических параметров (силы тока, напряжения и емкости) микротвердость уменьшается, а толщина слоя увеличивается до определенной величины.

Исследование показывает, что структура легированного слоя зависит от многих факторов, в том числе от окружающей среды, легирующих элементов, входящих в состав электрода и скорости температуры охлаждения.



Рис. 5. Микроструктура верхнего слоя стали 45 после электроискрового легирования на 4 режиме электродом ВКЗ. Травитель: Морбля из 40 см³ соляной кислоты, 40 см³ воды, 8 г сернокислой меди. Время травления 10 сек $\times$ 450.

Основываясь на изложенном материале, можно сделать некоторые выводы:

1. Фазовыми, составляющими структуру слоя после электроискрового легирования, в основном являются аустенит, нитриды, карбонитриды и закалочные структуры: мартенсит и троостит.

2. Фазовые соотношения аустенита и мартенсита зависят от концентрации легирующих элементов, входящих в состав легирующего электрода и скорости температуры охлаждения.

3. Толщина белой зоны прямо пропорциональна мощности разряда и времени протекания электроискрового процесса.

4. Слой, полученный после электроискрового легирования, состоит из двух слоев: верхнего слоя и подслоя.

5. Поверхностный слой после обработки электроискровым легированием имеет такую монолитность с упрочняемым металлом, что трудно различить границы между нанесенным слоем и диффузионным с основной легированной стали.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Р. Лазаренко, Н. И. Лазаренко, Электрическая эрозия металлов, вып. 1. Госэнергоиздат, 1944.
2. Б. Р. Лазаренко, Н. И. Лазаренко, Физика электронского способа обработки металлов, ЦБТИ МЭП, 1946.
3. И. З. Могилевский, С. А. Человая, Металлографическое исследование поверхностного слоя стали после электронской обработки, АН СССР, изд. 1, 1957.
4. Л. С. Палатник, Н. М. Людарский, В. Т. Бойко, О структуре «белой зоны», Физика металлов и металловедения, т. II, вып. 12, 1956.
5. Н. В. Афанасьев, А. Н. Головейко, Л. А. Путан, Влияние материала упрочняющего электрода на износостойкость упрочняющего слоя и сопряженной детали. В кн.: «Машиностроитель Белоруссии». Минск, 1955, стр. 99—108.

И. И. САФРОНОВ

СТРУКТУРА СТРАТУЛУИ СУПЕРФИЦИАЛІ ДУПЭ АЛІЕРЯ ОЦЕЛУЛУИ КУ СКЫНТЕЙ ЕЛЕКТРИЧЕ.

Резумат

Артиколул е консакрат черчетэрий микроструктурий стратулуй алиат. Се анализэзэ чинетика прочесулуй алиерий ку скынтей електриче.

Ю. Т. БУРБУЛЯ, Г. М. ЛЕВИН, А. Г. СИКОРСКИЙ

ОБ ИЗМЕРЕНИИ СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОВ

Степень ионизации является одной из важнейших характеристик пламен и высокотемпературных газов, а измерение ее относится к числу труднейших технических задач.

В настоящее время разработан и применяется ряд методов, осуществленных на уровне современной техники физических измерений [1—8]. В основе этих методов лежат различные свойства ионизированных сред: электропроводность, поглощение электромагнитных волн и прочие.

Учитывая достижения физики в области изучения этих свойств пламен и высокотемпературных газов и состояние прецизионного приборостроения, можно было бы ожидать высокой точности измерений степени ионизации и хорошей сходимости результатов исследований различными методами. Однако анализ опубликованных работ показывает, что результаты исследований даже при использовании одного и того же принципа измерений часто различаются, причем весьма существенно. По-видимому еще не во всех исследованиях в достаточной мере учитываются все источники погрешностей и все особенности методов и объектов измерений.

Одним из наиболее распространенных методов измерения степени ионизации является метод зондов [3—5], в основе которого лежит зависимость электропроводности газов от степени их ионизации.

Согласно [3, 4] измерив градиент потенциала в зоне однородного поля F_0 , подвижности положительных и отрицательных ионов K_1 и K_2 , плотность тока i , можно определить концентрацию ионов по формуле:

$$n = \frac{i}{e F_0 (K_1 + K_2)}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона.

Все измерения в пламени с помощью зондов значительно усложняются термоионной эмиссией, охлаждением, пространственными зарядами [2], а также наложением электромагнитного поля на среду, если это требуется для исследования. Точность измерений зондовым методом наиболее полно оценена в работах [3, 4].

Свойство ионизированных газов поглощать и в некоторой степени стражать высокочастотные электромагнитные волны было также использовано для измерения количества ионов в газах пламени [6, 7].

Исходя из зависимости затухания колебаний от длины волны излучения при неизменной концентрации ионов, можно определить коэффициент затухания χ по формуле:

$$\chi = \frac{2\pi e^2 n}{mc} \left(\frac{\omega_1}{\omega_2 + \omega} \right) \sqrt{\mu}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона;
 c — скорость света;
 m — масса электрона;
 μ — магнитная проницаемость газов пламени;
 n — число свободных электронов в 1 см³;
 ω — угловая частота излучения;
 ω_1 — частота соударений электронов с окружающими молекулами газа.

Таким образом, измерив коэффициент затухания χ при известной частоте ω , вычисляем концентрацию заряженных частиц, рассчитав предварительно величину ω_1 по формуле:

$$\omega_1 = p \sigma^2 \sqrt{\frac{\pi}{2mkT}}, \quad (3)$$

где p — давление;
 T — температура;
 k — постоянная Больцмана;
 σ — эффективный диаметр молекул при соударениях.

При введении в пламя солей Na или K [6, 7] измеренное микроволновым методом количество заряженных частиц соответствовало расчетному количеству, полученному путем применения уравнения Саха [1]:

$$K = \frac{x^2}{1-x^2} P, \quad (4)$$

где K — константа равновесия;
 P — сумма парциальных давлений компонент смеси,
 x — степень ионизации.

Микроволновый метод мало чувствителен при слабой ионизации, когда концентрация ионов менее 10^{11} 1/см³. Во фронте пламени измерение ионизации по затуханию микроволн невозможно из-за малой протяженности фронта, которая в несколько раз меньше длины применяемых для этой цели микроволн ($\lambda \sim 1$ см).

Поэтому он применим в основном для измерения ионизации продуктов сгорания пламени с примесями щелочных металлов.

Микроволновый метод может применяться и при наложении на ионизированную среду электромагнитных полей, так как концентрация ионов в этом случае достигает 10^{14} 1/см³.

Нами для определения степени ионизации в пламенах был использован метод двухэлектродного датчика [9].

Установка для измерения ионизации двухэлектродным датчиком

Внешний вид установки приведен на рис. 1. Измерение концентрации заряженных частиц производилось путем прострела сквозь пламя двухэлектродного датчика, на электроды которого подавалось постоянное напряжение порядка 80–100 в (рис. 2).

Под действием приложенного напряжения заряженные частицы в пламени начинают двигаться к соответствующим электродам зонда, образуя ток ионизации (J_n), который, проходя по масштабному сопротивлению (R_m), включенному последовательно с зондом, создает на

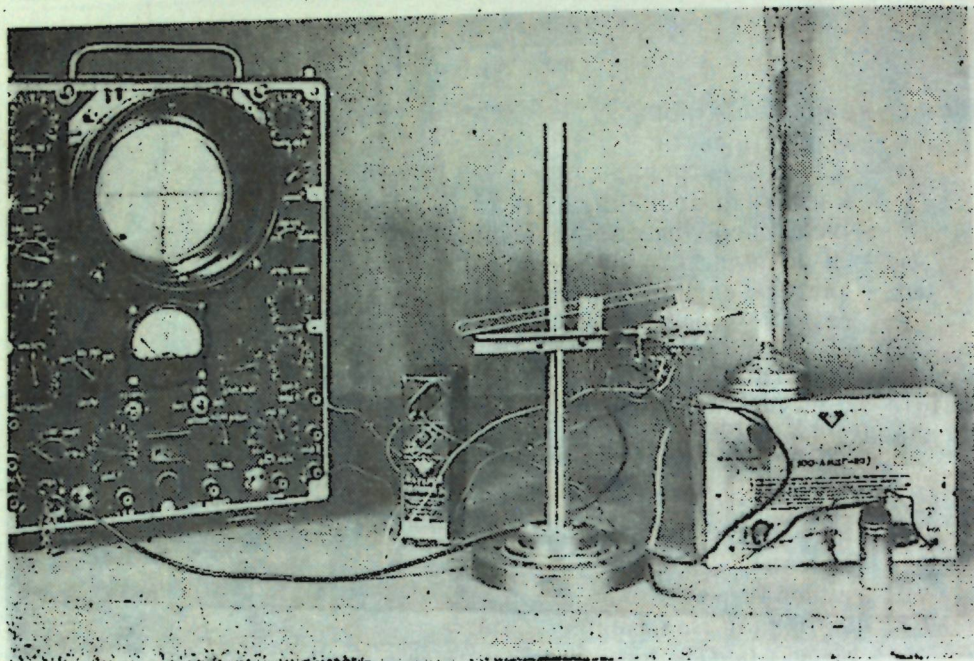


Рис. 1. Фотография общего вида установки для измерения степени ионизации двух-контактным датчиком.

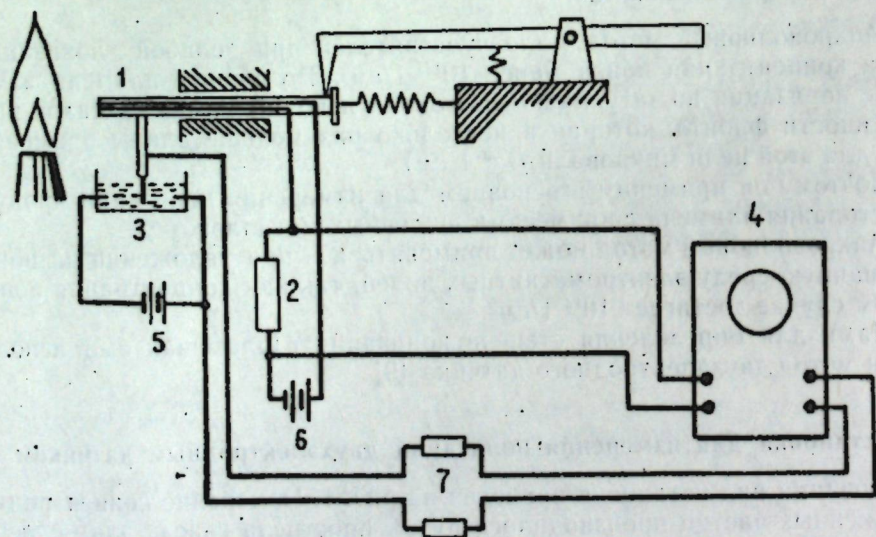


Рис. 2. Схема для измерения степени ионизации двухконтактным датчиком: 1 — двухэлектродный датчик; 2 — масштабное сопротивление; 3 — потенциометр (жидкостной) горизонтальной развертки; 4 — осциллограф ИО-4; 5 — питание горизонтальной развертки; 6 — батарея питания датчика; 7 — регулировочные сопротивления.

нем падение напряжения (U). Это напряжение снимается с сопротивления и подается на вертикальный вход осциллографа ИО-4.

При простреле сквозь пламя напряжение на масштабном сопротивлении, пропорциональное току ионизации (J_u), создает на экране осциллографа вертикальный импульс, высота которого прямо пропорциональна входному напряжению. Измерив высоту импульса и зная чувствительность осциллографа, мы определяем напряжение (U). Затем по формуле:

$$J_u = \frac{u}{R_u} \quad (5)$$

вычисляем ток ионизации. Так как плотность ионизационного тока определяется, в основном, потоком электронов к положительному электроду, то:

$$J_u = en_e K_s E F_{эл}, \quad (6)$$

где n_e — плотность электронов в 1 см^3 ;
 $F_{эл}$ — площадь электрода;
 K_s — подвижность электронов;
 E — напряженность поля между электродами;

$$E = \frac{U_0}{H} \quad (7)$$

где U_0 — напряжение батарей;
 H — расстояние между электродами.

Из (6) можно определить концентрацию частиц (n_e). Рабочий объем, из которого отводятся электроны:

$$V = \frac{1}{4} \pi (d_s + 2\lambda_p)^2 \lambda_p, \quad (8)$$

где d_s — диаметр электрода;
 λ_p — средний путь электронов, за время прохождения которого не происходит рекомбинация;

$$\lambda_p = \tau_p \cdot K_s \cdot E, \quad (9)$$

здесь τ_p — время рекомбинации:

$$\tau_p = \frac{1}{\beta n_e}, \quad (10)$$

где β — коэффициент рекомбинации.

Методика эксперимента

В отличие от работы [2], нами была применена другая аппаратура для измерения ионизационного тока.

Был применен более чувствительный осциллограф (ИО-4), и поэтому было устранено предварительное усиление сигнала. Изменена конструкция потенциометра горизонтальной развертки сигнала. Схема экспериментальной установки дана на рис. 2.

Зонд был изготовлен из фарфоровой трубки диаметром 3 мм с двумя каналами диаметром 0,8 мм, в которые вставлялись медные электроды диаметром 0,75 мм. Длина рабочей части датчика 60 мм. Зонд перемещался в направляющей втулке, выточенной из оргстекла.

Прострел осуществлялся с помощью пружины. Скорость прострела выбиралась так, что керамика датчика не успевала прогреваться за время прострела (от 1 до 4 м/сек). Электроды зонда заделаны заподлицо с фарфоровой трубкой, что позволяет измерять ионизацию на отдельных участках пламени.

Для того, чтобы определять ионизацию в любой точке простреливаемого пламени, импульс напряжения (U), снимаемый с масштабного сопротивления, разворачивался горизонтально по экрану при помощи специального потенциометра, ползунок которого передвигался синхронно с зондом во время прострела. Напряжение с потенциометра, которое зависит от положения зонда, подавалось на горизонтальный вход осциллографа, разворачивая вертикальный импульс и тем самым давая значения степени ионизации в зависимости от положения зонда в любой

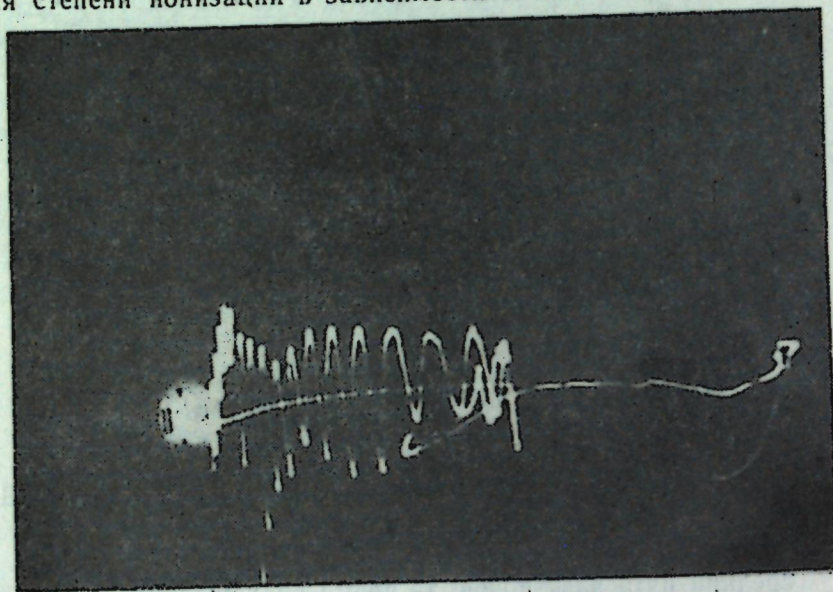


Рис. 3. Осциллограмма прострела пламени.

точке пламени. Таким образом, в данной схеме применена развертка по координате датчика. Потенциометр был изготовлен жидкостным, ввиду трудности изготовления равномерной по толщине пленки твердого сопротивления.

Он представлял собой ванночку из оргстекла с медными электродами, в которую был налит глицерин.

Подвижный электрод был укреплен непосредственно на зонде и конец его находился в глицерине. Длина ванночки ~ 50 мм. Максимальное сопротивление потенциометра $600 \div 700$ ком. Напряжение на него подавалось ~ 30 в. Для того, чтобы измеряемое значение степени ионизации точно соответствовало действительному положению зонда в данный момент, необходимо вертикальный импульс развернуть горизонтально на весь экран. Это условие выполняется при помощи двух установочных сопротивлений, которые подбирались при наладке.

При наладке аппаратуры использовалось пламя спиртовой горелки (рис. 1). Осциллограмма прострела этого пламени приведена на рис. 3.

Как видно из рисунка 3, значение степени ионизации (вертикальный импульс) изменяется с изменением положения зонда в пламени.

Импульс ионизационного тока промодулирован частотой помехи (50 гц), которая наводилась непосредственно на горелку.

Выводы

Проведенное предварительное экспериментальное исследование показало, что метод двухконтактного датчика с введенными изменениями (дополнительная экранировка, подбор масштабного сопротивления и другие) может успешно применяться для определения степени ионизации высокотемпературных газов.

Метод двухконтактного датчика наиболее приемлем для определения степени ионизации без наложения электромагнитных полей на высокотемпературный газ.

Данный метод можно использовать как метод сравнения для проверки метода поглощения микроволн, который можно применять и при наложении электромагнитных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Гейдон, Х. Г. Вольфгард, Пламя, его структура, излучение и температура, Металлургиздат, 1959.
2. Н. Н. Иноземцев, Изв. АН СССР, ОТН, Энергетика и автоматика, 1960, № 2.
3. H. A. Wilson, 1931, Rev. Mod. Phys., 3, 156.
4. J. J. Thomson and G. P. Thomson, 1928, Conduction of Electricity through Gases, 3rd Ed., Vol. I, Chap. 10.
5. T. Heumann, 1940, Spectrochim. Acta, 1, 293.
6. E. R. Andrew, D. W. E. Axford and T. M. Sugden, 1948, T. F. S., 44, 427.
7. H. Belcher and T. M. Sugden, 1950, P. R. S., 201, 480, 202, 17.
8. Е. М. Степанов, Новости нефтяной и газовой техники, 1962, № 11.
9. Отчет Института электрофизических проблем АН МССР за 1963 г. по разделу 2 темы 4.

Ю. Т. БУРБУЛЯ, Г. М. ЛЕВИН, А. Г. СИКОРСКИЙ

КУ ПРИВИРЕ ЛА МЭСУРАРЯ ГРАДУЛУИ ДЕ ИОНИЗАРЕ А ГАЗЕЛОР КУ ТЕМПЕРАТУРЭ ЫНАЛТЭ

Резюме

Ын артиколул дат се фаче о анализэ скуртэ а методелор контемпо-ране де детерминаре а градулуи де ионизаре а газелор ку температурэ ыналтэ ши а флэкерилор, фининд арэтате кондицииле де ынтребуинцаре а фиекэрей методе, кынд екзистэ орь липсеск кымпуриле де фориз. Есте дескрисе инсталация експерименталэ ши методика мэсурэрий градулуи де ионизаре ку фурнизаторул де контакт дублу.

Э. Я. ЗАФРИН, А. Ф. ДЕРЕНДОВСКИЙ

О ВОЗМОЖНОСТЯХ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССАМИ ГОРЕНИЯ В ДВИГАТЕЛЯХ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Мощность, экономичность, надежность работы и долговечность двигателя внутреннего сгорания в значительной мере зависят от совершенства рабочего цикла, представляющего собой законченную совокупность периодически повторяющихся физических и физико-химических процессов. Рабочие циклы двигателей с воспламенением от электрической искры и дизелей во многом отличаются и поэтому их совершенствуют различными путями.

Для улучшения рабочего цикла двигателей с искровым зажиганием усилия исследователей и инженеров в настоящее время направлены на увеличение степени сжатия ϵ . Это и естественно, так как наибольшие успехи в повышении среднего индикаторного давления P_i и индикаторного коэффициента полезного действия η_i рабочего цикла карбюраторного двигателя получаются именно этим путем. В связи с этим в последнее время появляются двигатели с высокими степенями сжатия, достигающими в отдельных случаях значений $\epsilon = 8,5 \div 9,0$ [1].

Известно, что главным препятствием на пути повышения степени сжатия является детонация [2—6]. Преодолевая это препятствие, исследователи создают топлива с высокими антидетонационными свойствами, различные антидетонационные присадки и т. д. Этот путь полностью еще не исчерпан, но вместе с тем совершенно ясно, что необходимо изыскивать и другие возможности улучшения рабочего цикла, которые позволили бы повысить эффективность сжигания топлива, увеличить индикаторные показатели, а также увеличить удельные мощности и улучшить тепловые и динамические условия работы двигателей.

Важнейшие показатели рабочего цикла двигателя особенно сильно зависят от процесса сгорания. В настоящей статье нами показано, что применение электрических полей даст возможность управлять процессом сгорания, в результате чего могут быть достигнуты оптимальные значения определяющих параметров.

Прежде чем искать практические способы воздействия на процесс сгорания, следует, очевидно, выяснить, какие показатели являются важнейшими с точки зрения их влияния на рабочий цикл, и какие значения этих показателей являются наилучшими, то есть должен быть выявлен оптимальный цикл.

Качество рабочего цикла двигателя в главных чертах определяется индикаторной диаграммой. Создание новых и модернизация существующих двигателей немыслимы без снятия индикаторных диаграмм и их всестороннего анализа. Этим вопросам посвящены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования. Во многих случаях

объектом исследований является непосредственно процесс сгорания [7—11]. Из последних работ, посвященных этому вопросу, большого внимания заслуживает монография И. И. Вибе [11]. Автор вводит два новых параметра — продолжительность процесса сгорания (ϕ_z) и показатель характера сгорания (m) — и считает их важнейшими. Оба эти понятия требуют некоторых пояснений.

Говоря о продолжительности процесса сгорания, следует отметить, что истинный конец реакции горения в двигателе не может быть достигнут даже теоретически, так как после сгорания большей части вещества скорость реакции непрерывно уменьшается, но не становится равной нулю для конечных отрезков времени. Полное же превращение вещества наступает только при $t \rightarrow \infty$, то есть теоретически время для полного завершения реакции равно бесконечности, в то время как практически процесс сгорания можно считать законченным, когда почти все количество вещества прореагирует. Таким образом, понятие продолжительности процесса сгорания является условным.

Показатель характера сгорания m — параметр, отображающий изменение относительной плотности эффективных центров в процессе сгорания. Этим параметром однозначно определяется характер протекания процесса сгорания во времени и величина отвлеченного времени $\frac{t_m}{t_z}$, при котором скорость сгорания имеет максимум. Зависимость отвлеченного времени $\frac{t_m}{t_z}$ от m определяется уравнением

$$\frac{t_m}{t_z} = \left[\frac{m}{6,908 (m+1)} \right]^{\frac{1}{m+1}},$$

из которого следует, что оно растет с увеличением m . Показатель m определяет также и величину отвлеченного времени «полусгорания», то есть времени, в течение которого успевает сгорать половина порции топлива, введенного в цилиндр двигателя:

$$\frac{t_{1/2}}{t_z} = 0,1003 \cdot \frac{1}{m+1}.$$

Кроме того, параметр m однозначно определяет долю топлива X_m , сгоревшего к моменту наибольшей скорости сгорания, которая с ростом m увеличивается:

$$X_m = 1 - e^{-\frac{m}{m+1}}.$$

Показатель характера сгорания m однозначно определяет и наибольшую величину отвлеченной скорости сгорания:

$$W_{0max} = 6,908 (m+1) \left[\frac{m}{6,908 (m+1)e} \right]^{\frac{m}{m+1}}.$$

Для наглядности графические зависимости $\frac{t_m}{t_z}$, $\frac{t_{1/2}}{t_z}$, X_m и W_{0max} от m показаны на рис. 1.

Параметр m создает модельное представление о «кинематической» стороне механизма реакции и позволяет довольно точно оценить процесс сгорания с качественной стороны, его характер.

Для выявления оптимальных параметров обычно рассматриваются различные диаграммы расчетных циклов, и исследуемый параметр из-

меняется при постоянстве остальных. Продолжительность процесса сгорания φ_z определяется как угол, на который успевает повернуться коленчатый вал за время от начала до конца процесса сгорания. На рис. 2 приведены диаграммы циклов для продолжительности сгорания, равной 25, 50 и 100° поворота коленчатого вала при $m=3$ и угле опережения зажигания $\theta=25^\circ$. Из рисунка видно, что продолжительность сгорания оказывает большое влияние на линию сгорания yz . Наклон линии «видимого сгорания» (от точки y до точки P_{max}) с увеличением φ_z сильно уменьшается, при этом резко снижается P_{max} и растет угол поворота коленчатого вала α_p от верхней мертвой точки (в. м. т.) до точки P_{max} . Анализ расчетных данных позволяет заключить, что наилучшие значения показателей $P_{теор.}$, $\eta_{теор.}$ и $g_{теор.}$ (индикаторный удельный расход топлива) получаются при $\varphi_z=50^\circ$. Следует, однако, отметить, что $P_{теор.}$, $\eta_{теор.}$ и $g_{теор.}$ для значений $\varphi_z=25^\circ$ и $\varphi_z=100^\circ$ могут быть значительно улучшены путем изменения угла опережения зажигания. На рис. 3, 4, 5 приведены диаграммы циклов для $\varphi_z=25, 50$ и 100° поворота коленчатого вала при $m=3$ и разных углах опережения зажигания.

Значительный интерес представляет сравнение показателей цикла при различной продолжительности сгорания и оптимальных углах опережения зажигания. Этот анализ также приводит к выводу, что оптимальная относительная продолжительность сгорания равна примерно 50° поворота коленчатого вала. Это справедливо как для показателя характера сгорания $m=3$, так и для $m=1,5$.

Уменьшение средней скорости сгорания ниже оптимальной приводит к уменьшению показателей $P_{теор.}$ и $\eta_{теор.}$. В то же время увеличение этой скорости не может быть рекомендовано не только потому, что от этого не повысятся $P_{теор.}$ и $\eta_{теор.}$, но и потому, что при этом растет максимальная температура цикла T_{max} (увеличиваются тепловые потери и склонность к детонации), повышается P_{max} и особенно резко увеличивается быстрота нарастания давления $W_{рmax}$, что приводит к возрастанию механической и особенно динамической нагрузки на кривошипно-шатунный механизм.

О влиянии показателя характера сгорания m на рабочий цикл двигателя можно судить по представленным на рис. 6 диаграммам цикла для значений $m=0,5; 1,5; 3; 5$ при неизменных $\varphi_z=50^\circ$ и $\theta=25^\circ$. По мере увеличения m понижается P_{max} и увеличивается угол α_p от в. м. т. до точки P_{max} . Диаграммы ясно показывают, что так называемый период задержки в развитии давления от сгорания φ_3 находится в прямой зависимости от m . При $m=0,5$ период задержки вообще отсутствует, а при $m=5$ достигает величины $\varphi_3=10^\circ$.

Изменение значений $P_{теор.}$, $\eta_{теор.}$ и $g_{теор.}$ с изменением m целесообразно проследить при оптимальных углах опережения зажигания. В табл. 1 приводятся показатели цикла при значениях $m=0,5; 1,5; 3$ и 5 , $\varphi_z=50^\circ$ и оптимальных углах опережения зажигания [11].

Таблица 1

Показатели цикла	$m=0,5$ $\theta=8^\circ$	$m=1,5$ $\theta=17^\circ$	$m=3$ $\theta=25^\circ$	$m=5$ $\theta=30^\circ$
$P_{теор.}, \text{кг/см}^2$	10,04	10,07	10,03	10,06
$\eta_{теор.}$	0,356	0,356	0,355	0,356
$g_{теор.}, \text{г/л. с. час}$	165	165	165	165
$P_{max}, \text{кг/см}^2$	35,4	36,4	37,8	38,6
$W_{рmax}, \text{кг/см}^2 \text{ град.}$	2,17	1,60	1,66	1,97
$T_{max}, ^\circ\text{K}$	2785	2860	2900	2940

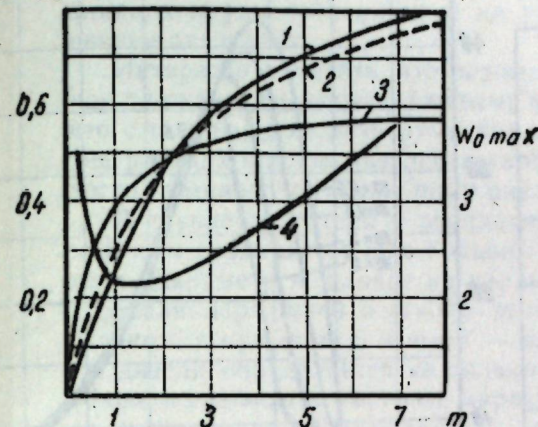
 $\frac{t_m}{t_z}, \frac{t_{1/2}}{t_z}, X_m$


Рис. 1. Зависимость $\frac{t_m}{t_z}, \frac{t_{1/2}}{t_z}, X_m$ и W_{0max} от показателя сгорания m :
1 — $\frac{t_m}{t_z}$; 2 — $\frac{t_{1/2}}{t_z}$; 3 — X_m ; 4 — W_{0max} .

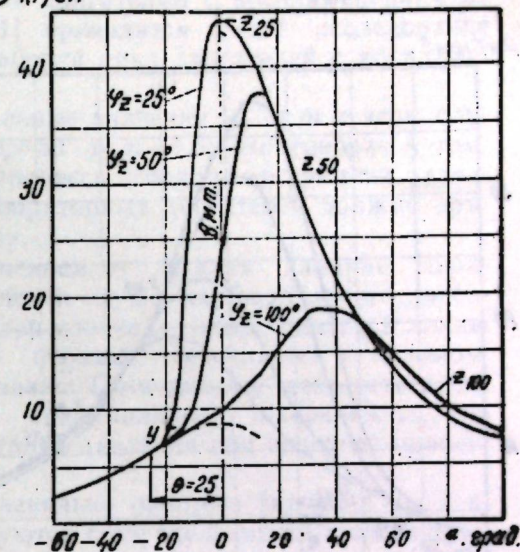
 $P, \text{кг/см}^2$


Рис. 2. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя для $\varphi_z=25, 50, 100, m=3, \theta=25^\circ$.

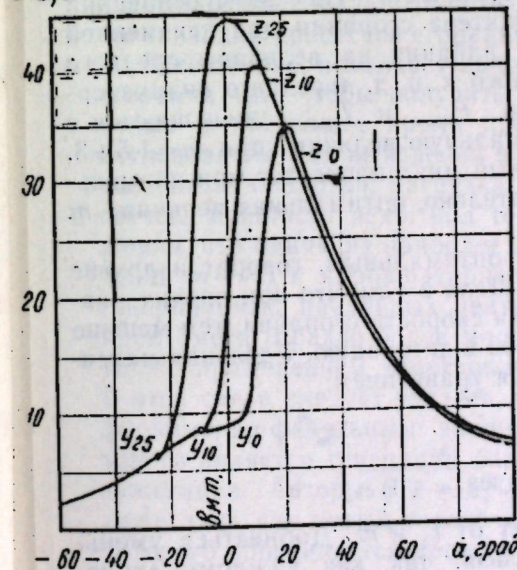
 $\alpha, \text{град}$


Рис. 3. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя при разных углах опережения зажигания, $m=3, \varphi_z=25^\circ$.

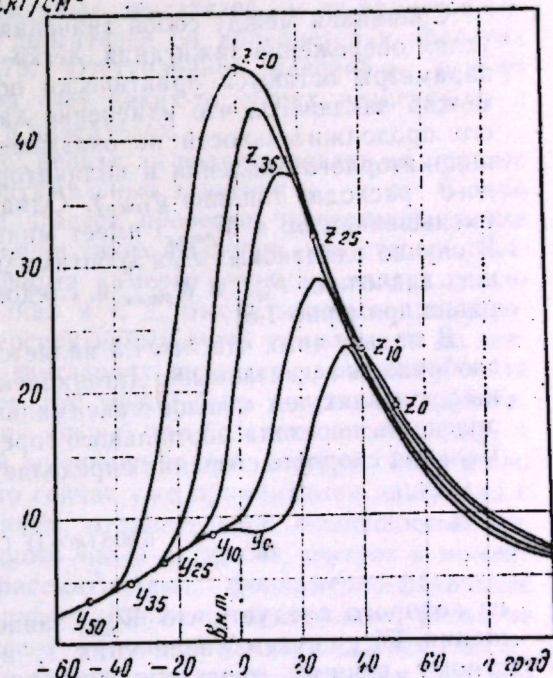
 $P, \text{кг/см}^2$


Рис. 4. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя при разных углах опережения зажигания, $m=3$ и $\varphi_z=50^\circ$.

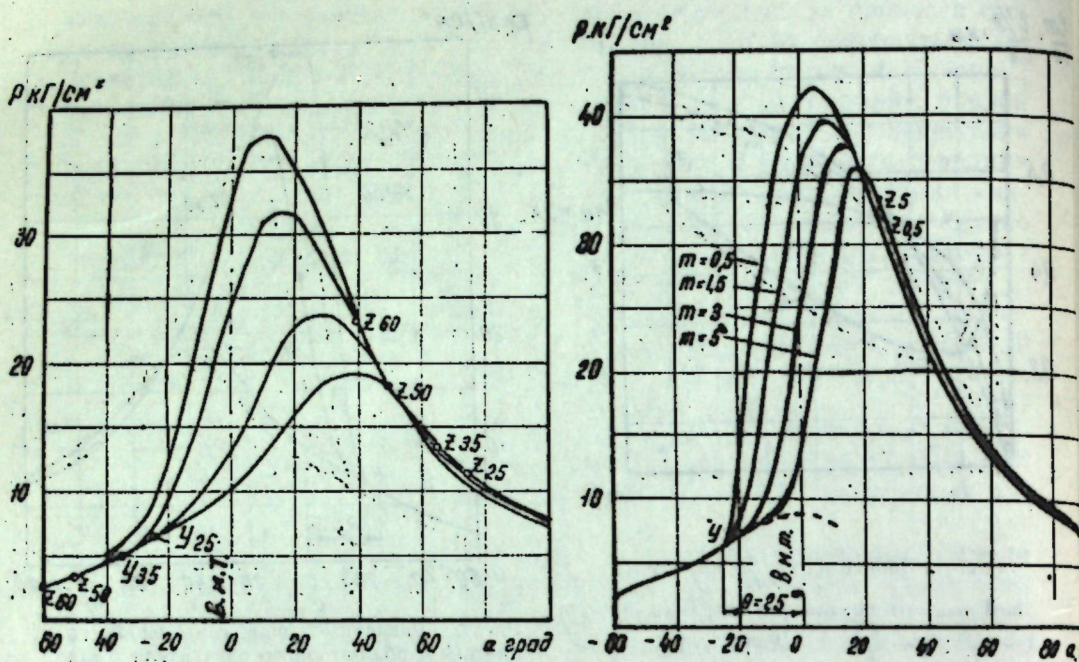


Рис. 5. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя при разных углах опережения зажигания, $m=3$ и $\varphi_z=100^\circ$.

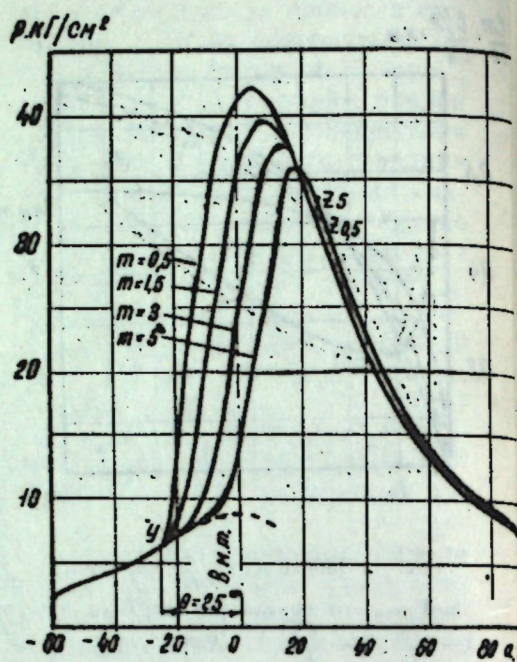


Рис. 6. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя при $m=0.5$; 1.5; 3; 5, $\theta=25^\circ$ и $\varphi_z=50^\circ$.

Сравнивая между собой значения $P_{\text{теор}}$ и $\eta_{\text{теор}}$ при оптимальных углах опережения зажигания, легко усмотреть, что с изменением m эти параметры остаются практически постоянными. На этом основании можно заключить, что изменение характера сгорания при неизменной его продолжительности не оказывает влияния на величины среднего индикаторного давления и индикаторного к. п. д. (среднего индикаторного расхода топлива $g_{\text{теор}}$). Однако P_{max} и T_{max} уменьшаются с уменьшением m , а W_{pmax} имеет минимальную величину при $m=1.5 \div 3$. В случае одинаковых P_{max} и $\eta_{\text{теор}}$ оптимальный цикл протекает при наименьших значениях P_{max} и W_{pmax} и, следовательно, оптимальная величина m равна примерно 1.5.

В пользу того, что $m \approx 1.5$ является оптимальным, говорят и другие соображения, связанные с детонацией. Дело в том, что при прочих равных условиях чем меньше максимальная скорость сгорания, тем меньше опасность перехода нормального горения в детонацию. Удельная максимальная скорость сгорания определяется уравнением:

$$W_{0 \text{ max}} = \frac{6,908(m+1)}{t_z} \left[\frac{m}{6,908(m+1)e} \right]^{\frac{m}{m+1}}$$

из которого следует, что W_{max} зависит от t_z и m . Добиваться уменьшения W_{max} путем увеличения t_z нельзя, так как каждому скоростному режиму двигателя соответствует оптимальное значение t_z . Характер же влияния показателя m на W_{max} виден из рис. 1, где наименьшее значение W_{max} соответствует $m \approx 1.5$. Таким образом, необходимость доведения m до значения $m=1.5$ диктуется, с одной стороны, получением наилучших показателей рабочего цикла, а с другой, — наименьшей склонностью двигателя к детонации.

Все сказанное выше относится к двигателям с воспламенением от электрической искры. В работе [11] приводится также исследование влияния параметров φ_z и m на рабочий цикл двигателей с воспламенением от сжатия.

Интересно отметить, что оптимальные значения φ_z и m в этом случае также оказываются равными $\varphi_z=50^\circ$ и $m=1.5$. Это говорит о том, что с точки зрения развертывания процесса сгорания во времени развитие рабочих циклов дизелей и карбюраторных двигателей должно привести к единому оптимальному циклу.

В случае двигателя с воспламенением от сжатия влияние параметра m сказывается еще больше, чем в случае карбюраторного двигателя. Параметр m влияет на характер перехода линии сжатия в линию сгорания. При $m=0$ и $m=0.5$ этот переход совершается с изломом, скачком, а при $m=1.5$ и $m=3$ — плавно. По-видимому жесткость работы дизеля определяется не только максимальным значением w_p , но также и скачком в быстроте нарастания давления при переходе процесса сжатия в процесс сгорания.

Было бы интересно сравнить, насколько опытные значения φ_z и m в существующих двигателях согласуются с определенными теоретически оптимальными значениями этих величин. К сожалению, таких опытных данных очень мало. Дело в том, что показатель m непосредственно измерить нельзя, он определяется только специальным исследованием индикаторной диаграммы.

На основании имеющихся данных автор [11] приходит к выводу, что продолжительность сгорания у значительной части существующих двигателей завышена. Что же касается показателя m , то можно предполагать, что ни у одного из современных двигателей он не является оптимальным: у карбюраторных двигателей он колеблется в пределах $m=2.5 \div 4$, а у дизелей $m=0 \div 0.75$. Отступление значений φ_z и m от оптимальных следует отнести за счет каких-то общих недостатков в организации процессов сгорания в двигателях.

Естественно, возникает вопрос: нельзя ли воздействовать на процесс сгорания так, чтобы получить оптимальные значения φ_z и m ? С этой целью в настоящее время предлагается провести экспериментальные исследования для выяснения влияния таких факторов, как степень сжатия, число оборотов, нагрузка, форма камеры сгорания, наддув, число свечей, мощность искр, род топлива и т. д. Высказываются предположения, что одним из наиболее перспективных путей снижения m до значений $m=1.5$ в карбюраторных двигателях является увеличение числа генерируемых начальных центров, что может быть достигнуто зажиганием смеси гораздо более мощной искрой или большим числом искр, а также применением электронной высокочастотной системы зажигания. В этой связи следует указать, что сейчас уже применяются двигатели с форкамерно-факельным зажиганием, отличительной особенностью которого является генерация большого числа активных центров в момент зажигания. Авторы [12—13] рассматривают форкамерно-факельное зажигание как новый способ управления процессом сгорания, развитие которого определяется прежде всего величиной «задержки воспламенения». Необходимость применения такого зажигания диктуется тем, что на режимах частичных нагрузок (наиболее распространенные режимы работы транспортных двигателей) целесообразно применять не дросселирование, а обеднение рабочей смеси с соответствующим снижением температуры сгорания. Сгорание же бедных смесей лимитируется самой природой искрового зажигания. Что касается форкамерно-факельного

зажигания, то оно позволяет применять значительно более обедненные смеси, чем обычное искровое.

Было бы интересно сравнить значения Φ_z и m для этих двигателей с соответствующими значениями для двигателей с обычным искровым зажиганием, однако таких данных в литературе нет.

В результате многочисленных теоретических и экспериментальных исследований установлено, что характер развития воспламенения и горения в дизелях в значительной степени зависит от смесеобразования. Важную роль в смесеобразовании занимает процесс распыливания топлива. В работах [14, 15] приводятся результаты исследований влияния степени распыливания на процессы воспламенения и горения. Анализ экспериментальных данных показывает, что стадии воспламенения и горения топлива предъявляют различные требования к качеству распыливания топлива. Для уменьшения периода задержки воспламенения желательно в начальной стадии процесса иметь неоднородное распыливание, тогда как для сокращения продолжительности сгорания, повышения его полноты и скорости желательно иметь мелкое однородное распыливание. Чтобы осуществить сжигание топлива с малым цетановым числом при допустимой скорости нарастания давления следует, видимо, применять различные характеристики распыливания в моменты воспламенения и горения. Некоторые возможности управления процессом распыливания топлива в дизеле рассматриваются ниже.

Исследование влияния электрических полей на интенсивность горения показывает, что доведение параметров процесса сгорания в двигателях до оптимальных значений воздействием полей представляет большой интерес. Дело в том, что существующие методы сводятся, в конечном счете, к косвенному управлению процессом. При помощи же электрических полей представляется возможным непосредственное управление.

Известно, что электрические поля оказывают заметное влияние на пламена, в частности, в стационарном электрическом поле пламена искажаются, отклоняясь к отрицательному электроду, а в переменном поле они пульсируют с частотой, равной частоте применяемого источника.

А. Е. Малиновский и Д. В. Маляр [16], изучая индукционный период при зажигании ацетилена и метана раскаленной никелевой проволокой, установили, что он увеличивается или уменьшается в зависимости от знака заряда проволоки. Авторы [17, 18] обнаружили, что наличие электрического поля облегчает воспламенение смесей СО и O_2 . С другой стороны, Ф. Хабер [19] пришел к выводу, что электрическое поле играет важную роль только в пламенах с очень высокой степенью ионизации, например в пламенах с примесью солей щелочных металлов.

Измерения скорости нагрева металлических заготовок в пламени при наложении электрического поля показали, что поле является сильным ионизатором [20]. В результате дополнительного действия поля как ионизатора сокращается зона горения, процесс интенсифицируется и теплоотдача от пламени на отдельных участках увеличивается на 15–25%.

В. С. Россихин и В. П. Тимковский [21] показали, что при высокочастотном поле с частотой $3,7 \cdot 10^7$ гц имеет место ускорение пламени. Однако с возрастанием скорости распространения пламени уменьшается влияние как постоянного, так и переменного поля.

Под влиянием поля легко и просто можно преобразовать структуру и форму пламени, а также повысить скорость горения дистиллатных топлив, чего нельзя достичь другими методами [22]. При этом характер

и форма пламени изменяются независимо от окружающей среды, скорость горения бензина увеличивается в 3–4 раза, а керосина и нефти — в 2–3 раза. Кроме того, автором [27] были проведены работы по исследованию влияния постоянного электрического поля на распыливание дизельного топлива, вытекающего из сопла, и было обнаружено, что струя топлива получается более распыленной.

А. Соколик и Б. Скалов [23] обнаружили, что при горении ацетилена и бензола скорость распространения пламени в трубах непрерывно снижается при увеличении интенсивности поперечного поля. При горении же СО скорость пламени сначала увеличивалась, а затем уменьшалась примерно до первоначального значения. Следовательно, необходимо различать пламена с высокой естественной ионизацией, подобные пламенам углеводородов, и пламена, подобные пламенам СО и H_2 , не дающие высокой ионизации.

Значительное влияние электрических полей на пламена привело к гипотезе о том, что важную роль в распространении пламени играют ионы. Ряд исследователей [24–26] считают, что влияние электрических полей обусловлено механическим движением в них газов пламени. Положительные ионы, имеющие размеры молекул окружающей среды, при соударениях с последними передают им часть кинетической энергии, в результате чего весь объем газа увлекается в направлении движения положительных ионов. Значительно более легкие электроны не в состоянии сбалансировать этот эффект, и возникает явление, известное под названием электрического ветра Чаттока, — движение всего объема газа в сторону отрицательно заряженного электрода.

Из краткого обзора работ по воздействию электрическими полями на процессы горения видно, что возможность управления процессом сгорания топлива в двигателе при помощи электрических полей — факт, не подлежащий сомнению. Несмотря на то, что при сгорании различных топлив степень ионизации различна, во всех случаях в пламени имеется значительное количество заряженных частиц. Воздействие электрического поля изменяет условия возникновения этих частиц, направление их движения в объеме газа, оказывает влияние на рекомбинацию частиц. Задача заключается в том, чтобы найти закономерности, позволяющие управлять процессом горения в желаемом направлении, воздействовать на его разветвление во времени при быстротекущих и кратковременных реакциях, каким является сгорание топлива в д. в. с.

В результате обобщения имеющихся работ по воздействию электрических полей на процессы горения можно заключить, что в настоящее время не только нет стройной теории и единого понимания механизма влияния полей на процессы горения, но даже экспериментальные данные в этой области во многих случаях противоречивы. Более того, влияние электрических полей на такие специфические процессы, какими являются процессы горения топлив в двигателях внутреннего сгорания, вообще не изучалось. Тем не менее на основании имеющихся данных можно прийти к выводу, что воздействие электрических полей на процессы горения в двигателях несомненно должно дать положительный эффект. И действительно, из рассмотрения недостатков в организации процессов горения топлива в двигателях видно, что для его улучшения необходимо, с одной стороны, воздействовать на продолжительность горения, то есть на среднюю скорость, а с другой стороны, — на разветвление процесса во времени. Электрические поля оказывают заметное влияние на скорость протекания процессов горения. Что же касается разветвления процессов во времени, то это означает, что при той же общей продолжительности необходимо изменять скорость его проте-

жания в различные моменты времени. Так, если у дизеля показатель характера сгорания m ниже оптимального, то это является следствием того, что в начальный момент времени (от начала воспламенения до точки P_{max}) скорость протекания процесса слишком велика. Отсюда все неприятные явления, сопровождающие этот процесс: жесткость работы, шумность, большие механические нагрузки на кривошипно-шатунный механизм. Для доведения величины m до оптимального значения следует, видимо, не изменяя общей продолжительности процесса, уменьшить его скорость в начальный момент. Кстати, следует отметить, что быстрота нарастания давления у дизеля находится в прямой зависимости от величины задержки воспламенения (времени между началом впрыскивания и началом резкого повышения давления). В этой связи представляет большой интерес прямое влияние электрического поля на величину индукционного периода при зажигании ацетилена и метана [16]. Проведение экспериментов с целью уменьшения задержки воспламенения в дизелях с помощью электрического поля может дать положительный эффект. При этом, естественно, значение m должно приближаться к оптимальному.

Кроме того, действие электрического поля может оказаться аналогичным действию форкамерно-факельного зажигания. В результате наложения поля на рабочую смесь в начальной стадии воспламенения можно, видимо, расширить область воспламенения бедных смесей и, в результате, получать все преимущества форкамерно-факельного зажигания. Воздействие электрическими полями на процесс горения в двигателе внутреннего сгорания должно, по нашему мнению, явиться ключом, при помощи которого можно будет получить параметры процесса сгорания, наиболее близкие к оптимальным.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Кушур, Новый термодинамический цикл и новый принцип работы двигателей внутреннего сгорания, Тр. ЛИАП, вып. XXXVIII, 1962.
2. А. С. Соколик, Основы теории детонации в двигателях, Сб. трудов «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.
3. А. С. Соколик, Самовоспламенение и детонация углеводородных топлив, Изд-во АН СССР, 1960.
4. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев, Теория детонации, Гостехиздат, 1955.
5. Е. П. Бугров, Теоретические и экспериментальные исследования горения газовой смеси в закрытом сосудах, Тр. ВВА им. Жуковского, вып. 180, 1947.
6. Livengood J., Leary W. Ind. Eng. Chem. 43, Nr. 12, 1951.
7. В. И. Сороко-Новицкий, Аналитический расчет процесса сгорания в двигателях с искровым зажиганием, Сб. трудов «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.
8. К. И. Генкин, Рабочий процесс и сгорание в двигателях с искровым зажиганием, Сб. трудов «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.
9. Ю. Б. Свиридов, Влияние параметров процесса сгорания на индикаторные показатели двигателя, Тр. лаборатории двигателей АН СССР, вып. III, 1957.
10. Д. Н. Вырубов, Проблемы сгорания в двигателях с воспламенением от сжатия, Сб. «Двигатели внутреннего сгорания», тр. МВТУ, вып. 35, 1955.
11. И. И. Вибе, Новое о рабочем цикле двигателей, Машгиз, 1962.
12. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Форкамерно-факельное воспламенение как основа нового класса двигателей, Сб. трудов «Сгорание и смесеобразование в двигателях», Изд-во АН СССР, 1960.
13. Ю. Б. Свиридов, Б. А. Зуев, Исследование работы двигателя с факельным зажиганием при воздушном распыливании топлива в предкамеру, Труды лаборатории двигателей АН СССР, вып. V, 1960.

14. Е. И. Гулин, Влияние степени и однородности распыливания топлива на процессы воспламенения и горения в дизеле, Сб. трудов «Сгорание и смесеобразование в дизелях», Изд-во АН СССР, 1960.
15. И. И. Гершман, Воспламенение и горение дизельного топлива в зависимости от качества его распыливания, Сб. трудов «Сгорание и смесеобразование в дизелях», Изд. АН СССР, 1960.
16. А. Е. Малиновский, Д. В. Малер, 1935, ЖТФ, 5, 1260.
17. Bone W. A., Fraser R. P., Wheeler W. H., P. R. S. 132, I, 1931.
18. Bone W. A., Fraser R. P., Wheeler W. H., Phil. Trans. Roy. Soc., A, 235, 29, 1935.
19. Haber F. Preuss. Akad. WISS. Berlin. Ber., 11, 162, 1929.
20. М. А. Глинов, Е. М. Степанов, Термоионизация в пламенах и интенсификация горения силовым полем. Изв. высших учебных заведений, «Черная металлургия», 1961, № 9.
21. В. С. Россихин, В. П. Тимковский, Бюллетень АН СССР, физика, 211, 1941.
22. Asakava J. Sixth Symposium (International) on Combustion, N. Y. p. 923—929, 1957.
23. А. С. Соколик, Б. Скалов, 1934.
24. А. Е. Малиновский, Журнал физической химии, 21, 468, 1924.
25. А. Е. Малиновский, К. Е. Егоров, Acta Physicochim. URSS, 4, 429, 1936.
26. А. Ф. Гейдон, Х. Г. Вольфгарт, Пламя, его структура, излучение и температура, М., 1959.
27. Asakava J. Kogyazashi N 836 (1934); J. Soc. Mech. Eng. (1935); Proc. First National Congress for Applied Mechanics, 1951.

Е. Я. ЗАФРИН, А. Ф. ДЕРЕНДОВСКИЙ

ДЕСПРЕ ПОСИБИЛИТЭЦИЛЕ ДЕ ДИРИЖАРЕ А ПРОЧЕСЕЛОР ДЕ АРДЕРЕ ЫН МОТОАРЕ СУБ ИНФЛУЕНЦА КЫМПУЛУИ ЕЛЕКТРИК

Резюме

Ын артикол се фаче тотализаря черчетэрилор ку скопул де а евиденция чиклул оптимал ал мотоарелор ку ардере интернэ. Пе база резултателор деспре ардере суб инфлуенца кымпулуй електрик се фак пресупунерь реферитоаре ла посибилитэциле де дирижаре а прочеселор ардерий ын мотоаре ку аутоинфламаре ши ку инфламаре де ла скынтее.

Н. Ф. БАБОИ, М. К. БОЛОГА, К. Н. СЕМЕНОВ

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ТЕПЛОПЕРЕНОС

По мере развития науки и техники все шире становится круг условий, в которых протекают тепло- и массообменные процессы, представляющие большой научный и практический интерес. До сих пор мало изучено воздействие на эти процессы силовых полей, в частности электрических и магнитных. Важность и актуальность подобных исследований становятся очевидными, если учесть, что интенсификация тепло- и массообмена была и остается одной из первостепенных задач при создании экономичных и компактных аппаратов в самых различных областях техники. Увеличение единичных мощностей паровых турбин, развитие газотурбостроения, черной и цветной металлургии, химической, нефтяной и газовой промышленности, повышение экономичности и надежности работы атомных электростанций требуют дальнейшей интенсификации теплообмена. Именно этим объясняется стремление исследователей и инженеров к изысканию новых методов совершенствования процессов тепломассопереноса.

Основные направления развития учения о теплообмене вообще и средств его интенсификации в частности наметились около сорока лет назад [1]. С тех пор были достигнуты значительные успехи, и сейчас мы располагаем весьма эффективными средствами интенсификации теплопередачи. Однако большинство из существующих методов основано на изменении гидродинамических характеристик потоков теплоносителей. К ним, например, относятся увеличение скорости и характера течения (ламинарное, турбулентное), изменение формы сечения каналов, а также разрушение пограничного слоя, которое может осуществляться как специальными турбулизаторами, так и вибрацией поверхностей нагрева или рабочих сред [2].

По своему существу к этим способам примыкает и интенсификация теплообмена при кипении в большом объеме за счет увеличения гравитационного ускорения [4, 5], в результате чего увеличивается относительно скорость между паровым пузырьком и жидкостью, а следовательно, и теплоотдача. Следует упомянуть еще метод повышения теплопередачи к кипящей жидкости путем покрытия поверхности нагрева слоем с низкой теплопроводностью [5], при этом имеет место переход от стабильного пленочного кипения к неустойчивой пленке или пузырьчатому кипению. Кроме того, заслуживает внимания применение стимуляторов для получения капельной конденсации пара [6].

В последние годы появился принципиально новый метод интенсификации теплообмена, основанный на применении электрических полей,

специфика которого состоит в том, что под влиянием поля изменяются физические параметры теплоносителей и возникают дополнительные возмущения. Имеющиеся сведения убедительно показывают, что воздействие электрических полей в некоторых случаях является мощным фактором увеличения теплопроводности, конвективной теплоотдачи и теплообмена при кипении малоэлектропроводных и диэлектрических жидкостей при небольших затратах энергии. Для воздействия на физические параметры рабочих сред могут быть использованы и магнитные поля. В работах, посвященных этому вопросу, подчеркивается влияние магнитного поля, в первую очередь, на вязкость и теплопроводность, а также на конвективный теплообмен жидкостей и высокотемпературных газов.

Механизм воздействия электрических полей на теплоперенос в известной степени становится ясным из рассмотрения сил, действующих на элементарный объем жидкого диэлектрика. Если p — давление в жидкости, находящейся в равновесии в электростатическом поле, то механическая объемная сила $\text{grad } p$ равна и противоположна электрической объемной силе f .

Известно, что электрическая объемная сила при пренебрежимо малом градиенте давления равна [7]:

$$f = \rho E - \frac{E_z}{8\pi} \text{grad } z + \frac{1}{8\pi} \text{grad} \left[E^2 \epsilon \cdot \left(\frac{d\epsilon}{dz} \right)_T \right]. \quad (1)$$

Первый член этого уравнения представляет собой обычную электростатическую объемную силу, второй равен силе, с которой электрическое поле действует на неоднородный диэлектрик, а третий представляет собой объемную силу, действующую на диэлектрик в неоднородном электрическом поле — это электрострикционный член.

Для газов, принимая во внимание линейную зависимость диэлектрической проницаемости ϵ от плотности [7], выражение для силы df , действующей на элементарный объем dv , запишется в следующем виде:

$$df = \frac{\chi}{2} \cdot \text{grad } E^2 dv,$$

где χ — электрическая восприимчивость, связанная с диэлектрической постоянной формулой $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$. В общем случае величина диэлектрической постоянной определяется выражением [8]:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{\tau \cdot N \cdot 4\pi}{3M} \left(\beta + \frac{1}{3} \frac{P^2}{kT} \right),$$

в котором β характеризует поляризацию мягких диполей, возникающую из-за удлинения связей, а второй член учитывает дезориентацию диполей под воздействием температуры.

Для жидкостей, поляризуемость которых больше единицы, а диэлектрическая постоянная зависит как от температуры, так и от плотности, в уравнении (1) необходимо учесть эту сложную взаимосвязь, так как при упрощениях, которые до сих пор принимались [9], невозможно выявить механизм взаимодействия электрического поля с жидкостью при наличии теплообмена. Однако в этом случае уравнение для объемной силы принимает довольно сложный вид. Дело в том, что в жидкости, помещенной в неоднородное поле, плотность изменяется с изменением напряженности поля и строгость линейности между дипольным моментом P и напряженностью E нарушается даже в неполярной жид-

кости с электростатически невзаимодействующими и изотропно поляризующимися молекулами. Заметим, что теоретически не удалось получить экспериментально наблюдаемую нелинейную зависимость P от E при достаточно сильных полях, а предложенные формулы имеют довольно сложный вид [10] и не учитывают всю разнообразность явлений.

В результате действия электрического поля на некоторый объем жидкости обычно начинается перемещение молей. Физическая сущность этого явления заключается в том, что энергия диполей в электрическом поле меньше, чем в «свободном» пространстве. Под «свободным» пространством понимается та часть неоднородного поля, где напряженность значительно меньше, чем в термическом пограничном слое. В этих условиях система стремится к равновесию, при котором свободная энергия и термодинамический потенциал имеют минимальные значения, следовательно, моли жидкости устремляются в область максимальной напряженности поля, чтобы удовлетворить условию минимума потенциальной энергии [8, 11]. С ростом температуры ϵ падает в направлении увеличения напряженности, и моли, обладающие большим ϵ , вытесняют моли с меньшим значением диэлектрической постоянной. Таким образом, создается интенсивное перемешивание жидкости у нагретой поверхности, что значительно снижает термическое сопротивление и увеличивает теплообмен. Математическую интерпретацию этому явлению дали Р. Крониг и Н. Шварц [12], предложив расчетное соотношение $Nu = f(Gr \cdot Pr) + g(EI \cdot Pr)$, предпосылкой которому послужила пропорциональность разности $\epsilon - 1$ плотности среды. Авторы [13] уточнили эту формулу для случая проводящих и сильно полярных жидкостей с учетом зависимости диэлектрической постоянной и проводимости от температуры, чем они и объясняют несоответствие своих результатов с ранее полученными опытными данными [12].

Воздействие электрического поля на кипение качественно отличается от такового в случае конвективной теплоотдачи. Количественное определение всех сил, действующих на паровой пузырек, чрезвычайно затруднительно. Действительно, на паровой пузырек действуют силы: электромеханические, электрокондуктивные, поверхностного натяжения, гравитационные, инерции пара и жидкости, сопротивления вследствие молекулярной и вихревой вязкости, силы, обусловленные наличием градиентов давления вокруг пузырька и вдоль стенки, виртуальные массовые силы, а также силы, обуславливающие циркуляцию внутри пузырька. Помимо этого неизвестна и турбулентная диффузия, а при кипении растворов картина усложняется еще тем, что возникают как диффузионно-электрические, так и термоэлектрические эффекты, учет которых крайне затруднен. Все это вместе с воздействием электрического поля накладывает дополнительные трудности, и поэтому не удивительно, что до сих пор нет физической модели кипения, учитывающей перечисленные силы, действующие на пузырек.

Действие электрического поля на процесс кипения примечательно тем, что значительно повышает критическую тепловую нагрузку. Максимум теплового потока при пузырьковом кипении составляет одну из самых сложных проблем, и естественно, что теоретический интерес состоит в проникновении во внутренние закономерности этого явления, от правильного решения которого зависит как возможность повышения верхнего предела работы теплообменной аппаратуры, так и ее безопасность.

Процесс теплоотдачи при кипении, как известно, имеет две экстремальные тепловые нагрузки: максимальную, соответствующую наибольшему потоку паровых пузырьков от поверхности нагрева, и минималь-

ную, соответствующую критическому потоку квазижидких капель к поверхности нагрева. Как только тепловая нагрузка становится выше критической, поверхность нагрева обволакивается паровой пленкой, увеличивается термическое сопротивление, и это неизбежно ведет к перегреву.

Принимая во внимание тот факт, что интенсивность теплообмена в области пузырьчатого кипения характеризуется скоростью роста и отрыва паровых пузырьков, их размерами и количеством активных центров парообразования, а также и то, что эффективная зона электрического действия совпадает с зоной интенсивного парообразования, расположенной около основания растущего пузырька, смещение зоны кризисного кипения можно предположительно объяснить либо появлением новых активных центров парообразования, либо увеличением скорости роста пузырьков и частоты их отрыва. Однако, если исходить из условия стабильности движущейся поверхности раздела пар—жидкость, нельзя достигнуть одновременного увеличения размеров и частоты отрыва пузырьков. По данным [14], при включении электрического поля наблюдается некоторый рост объема паровых пузырьков, их численное уменьшение и вместе с этим интенсификация теплообмена по сравнению с отсутствием поля. Трудно объяснить это явление из чисто гидродинамических соображений. Ведь изменение поверхностного натяжения и диэлектрической проницаемости вблизи поверхности, по-видимому, способствует образованию крупных пузырьков, которые сильно турбулизируют поток. Несоблюдение же условия стабильности движущейся поверхности раздела пар—жидкость приводит к вибрированию пузырьков, их разрушению и распаду на более мелкие пузырьки, которые увлекаются основной массой жидкости к поверхности нагрева, несколько уменьшая теплообмен.

Применительно к процессу кипения электромеханические силы были введены впервые Бонжуром и Вердье [15]. Если v — объем парового пузыря на поверхности нагрева, ϵ_0 , $\epsilon_{ж}$, ϵ_r — диэлектрические постоянные вакуума, кипящей жидкости и пара, то выражение этой силы представится следующей формулой [16]:

$$F_{эм} = \frac{3}{2} v \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{ж} \cdot \left(\frac{\epsilon_r - \epsilon_{ж}}{\epsilon_r + 2\epsilon_{ж}} \right) \cdot \text{grad } E^2,$$

где E — напряженность электрического поля. Электромеханическая сила, как и электроконвективная, зависит от тех же параметров поля и диэлектрических свойств исследуемого вещества. Характер же проявления этой силы несколько иной. Она направлена радиально от поверхности нагрева в сторону уменьшения напряженности поля. Для проволоки радиусом r_0 при условии, что диэлектрическая постоянная паровой фазы незначительно отличается от единицы, формула принимает следующий вид:

$$F_{эм} = 3 \cdot v \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{ж} \cdot \left(\frac{\epsilon_{ж} - 1}{1 + 2\epsilon_{ж}} \right) \cdot \frac{E^2 \cdot r_0^2}{r^3}.$$

Здесь r — расстояние от оси проволоки до рассматриваемой точки.

В жидкости на пузырек пара действует еще и подъемная сила, равная $F_g = v \cdot \tau \cdot g$, где g — ускорение силы тяжести.

Результирующее движение парового пузырька определяется равнодействующей электромеханической и подъемной сил, линии равного потенциала которой в полярных координатах описываются уравнением

$$P(r, \theta) = - \frac{F_{эм} \cdot r_0^3}{2r^2} + \tau \cdot g \cdot r \cdot \sin \theta = C,$$

где F_{eo} — сила электромеханического отталкивания на поверхности проволоки, C — константа (на поверхности проволоки $C = -1000$ в системе МКСА).

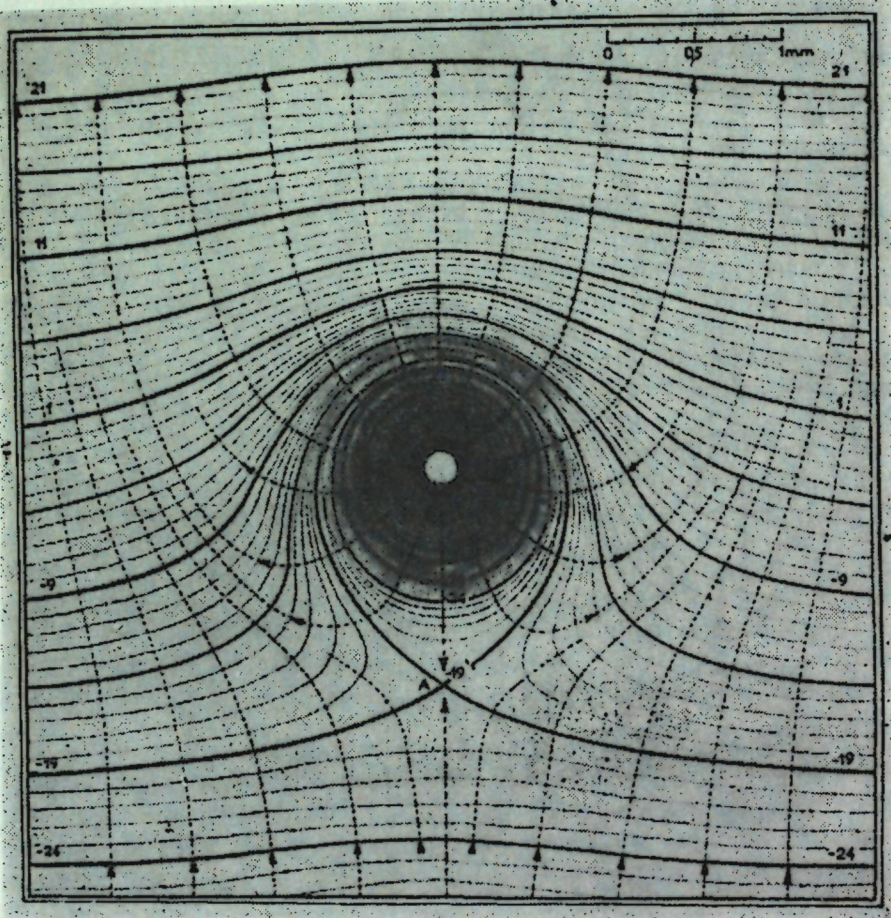


Рис. 1. Эквипотенциальные линии и линии тока, А — точка нулевых сил.

Эквипотенциальные линии и линии тока в поле электромеханических и подъемных сил показаны на рис. 1 [15]. Относительное изменение этих сил по мере удаления от проволоки наглядно иллюстрируется следующим примером. Для жидкости с плотностью $\tau = 1$ и диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{жс} = 2,5$, когда нагрев производится проволокой диаметром 0,2 мм и к ее поверхности приложено поле 110 кВ/см, отношение $F_{эм}/F_g$ составляет 2000 на самой поверхности, в то время как на расстоянии 1,25 мм от проволоки оно равно 1,0.

На рис. 2 показано кипение фреона при отсутствии поля и в электрическом поле. В случае кипения без поля пузырьки направлены вверх от проволоки, и в нижней части пузырьков не видно. Наложение электрического поля приводит к тому, что пузыри отталкиваются радиально от поверхности нагрева. Из-за действия электромеханической силы в верхней части ясно видно более ускоренное движение паровых пузырьков, чем при кипении без поля. В этом случае под проволокой пузыри попадают сначала в зону нулевых сил, где они несколько замедляют свое движение и растут до тех пор, пока случайные флуктуации, действующие на пузырьки, не выведут его из состояния равновесия (точка А на рис. 1).

Однако это далеко не все силы, действующие на пузырек. Под проволокой, на небольшом расстоянии от ее образующей, поток жидкости менее возмущен турбулизирующим действием паровых пузырей, и градиент температур больше. Ввиду близости этой зоны к поверхности нагрева можно предположить, что в области эффективного действия поля электроконвективные силы намного больше, чем в верхней части, где проявляется в основном электромеханический эффект. Таким образом, действие электроконвективного эффекта может стать одной из причин, заставляющих пузырек двигаться вдоль линии тока.

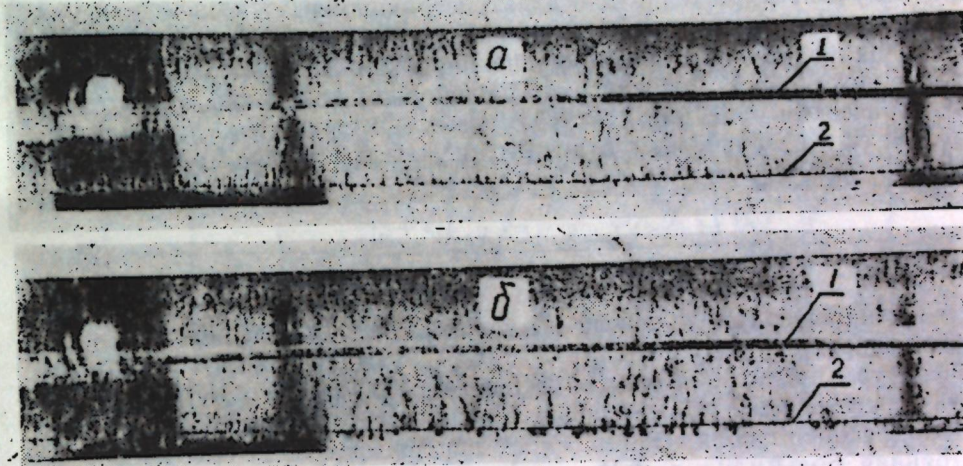


Рис. 2. Кипение фреона: а) $E=0$; б) $E=110$ кВ/см. 1 — противэлектрод, 2 — нагреваемая нить.

Действие электромеханического эффекта при пузырьчатом кипении может привести к тому, что паровые пузырьки, не успев достигнуть необходимых устойчивых размеров, ускоренно отрываются уже в зародышевом состоянии. Следовательно, наступает момент, когда устанавливается кипение со слабой степенью роста пузырьков, причем взрывообразный характер их отрыва в первые мгновения осуществления вносит непрерывные беспорядочные возмущения в слой жидкости, соприкасающийся с поверхностью нагрева. Это приводит к тому, что термическое сопротивление слоев жидкости, омывающих поверхность нагрева, падает, а это и определяет значительное увеличение теплоотдачи. Необходимо подчеркнуть, что в этом случае, как и при электроконвекции, воздействие электрического поля эффективно в пристеночном слое жидкости [17]. Именно этот пограничный электроконвективный слой по своей роли в процессе теплообмена является той областью, которая заслуживает наибольшего внимания.

Воздействием электрического поля на процесс пленочного кипения разрушается паровая пленка, и капли жидкости с большой скоростью устремляются к поверхности нагрева, растягиваясь по ней. Авторы [18] наблюдали эту картину невооруженным глазом. Возможно, что капли жидкости прорывают пленку в местах, наиболее близких к поверхности нагрева, там, где напряженность поля максимальна.

Заметим, что для тонких нагревателей тепловой поток при пленочном кипении обратно пропорционален корню четвертой степени из диаметра [19, 20]. Б. Петухов указывает, что для нагревателей диаметром больше $1 \div 2$ мм тепловая нагрузка снижается вследствие затруднения удаления паровой фазы с нижней образующей [21]. Воздействие элек-

трического поля в случае таких теплообменников, по-видимому, даст возможность повысить тепловую нагрузку при пленочном кипении, благодаря действию электромеханического эффекта.

Улучшение конвективной теплоотдачи от горизонтальной проволоки, размещенной по оси цилиндра, на который подается высокое напряжение, было обнаружено Г. Зенфтлебенем [22], который изучил этот эффект в зависимости от природы газа, его температуры и давления, а также от температурной разности между проволокой и газом при различной напряженности поля [23—28]. Помимо этого, им же [25] были получены выражения для электрострикционных сил, изменяющих конвективные потоки и увеличивающих теплоотдачу.

Анализ дифференциальных уравнений теплообмена на основе теории подобия показывает, что в условиях свободной конвекции теплоотдача в электрическом поле, кроме безразмерных критериев Gr и Pr , характеризуется еще специфичным для этого случая критерием Кронига [12], равным

$$El = \frac{4r^2 \cdot \delta \cdot \tau \cdot (T - T_0) \cdot E_r \cdot N_L \cdot \left(\beta + \frac{2P_0^2}{3kT} \right)}{\tau^2 \cdot M}, \quad (2)$$

где r — характерный линейный размер тела, δ — коэффициент объемного расширения, τ — плотность, T и T_0 — соответственно абсолютные температуры поверхности тела и окружающего газа, E_r — напряженность электрического поля на поверхности тела, N_L — число Лошмидта, β — коэффициент поляризации, P_0 — дипольный момент молекул, k — постоянная Больцмана, η и M — динамическая вязкость и молекулярный вес газа.

Зависимость $Nu_{el} = f(Gr, Pr, El)$ вряд ли может быть получена из теории подобия. В связи с этим авторы [29] обработали опытные данные в безразмерных критериях и получили эмпирическую формулу:

$$Nu_{el} = 0,0034 \cdot Gr \cdot Pr \cdot V \cdot (+ 0,00008 \cdot V). \quad (3)$$

Здесь Nu_{el} — число Нуссельта, определяющее тепловой поток, вызванный электроконвекцией, а V — критерий Зенфтлебена, равный

$$V = \frac{E_r^2 \cdot \left(\beta + \frac{2 \cdot P_0^2}{3kT} \right)}{4 \cdot \tau \cdot M \cdot g}. \quad (4)$$

Из (2) и (4) легко усмотреть, что коэффициентом пропорциональности между El и V является критерий Грасгофа. Согласно (2) и (3) зависимость теплового потока Q_{el} от давления газа p и напряженности электрического поля E должна быть квадратичной. Опыты подтверждают теоретические предпосылки в широком диапазоне давлений и напряженностей (рис. 3).

Обобщение экспериментальных данных Г. Зенфтлебена [29] и В. Брауна (Ar, O₂) [26], представленное на рис. 4, дает возможность заключить, что электроконвективная теплоотдача в различных газах хорошо описывается формулой (3). Достаточно хорошо эта зависимость согласуется и с результатами по естественной конвекции в постоянном неоднородном электрическом поле от платиновой проволоки диаметром $5,08 \cdot 10^{-2}$ мм в различных газах (N₂, CO₂, NH₃, SO₂ и CCl₃F) при напряженностях $(1,94 \div 7,67) \cdot 10^4$ в/см и давлениях $40 \div 4000$ мм рт. ст. [30].

Однако заметим, что теория Зенфтлебена-Кронига страдает существенными недостатками, так как она применима только при небольших

разностях температур (порядка нескольких десятков градусов) теплоотдающей поверхности и газа. В случае значительных температурных перепадов для вывода уравнений, характеризующих теплообменные процессы в электрических полях, необходимы принципиально новые теоретические предпосылки. При высоких температурах нужно принимать во

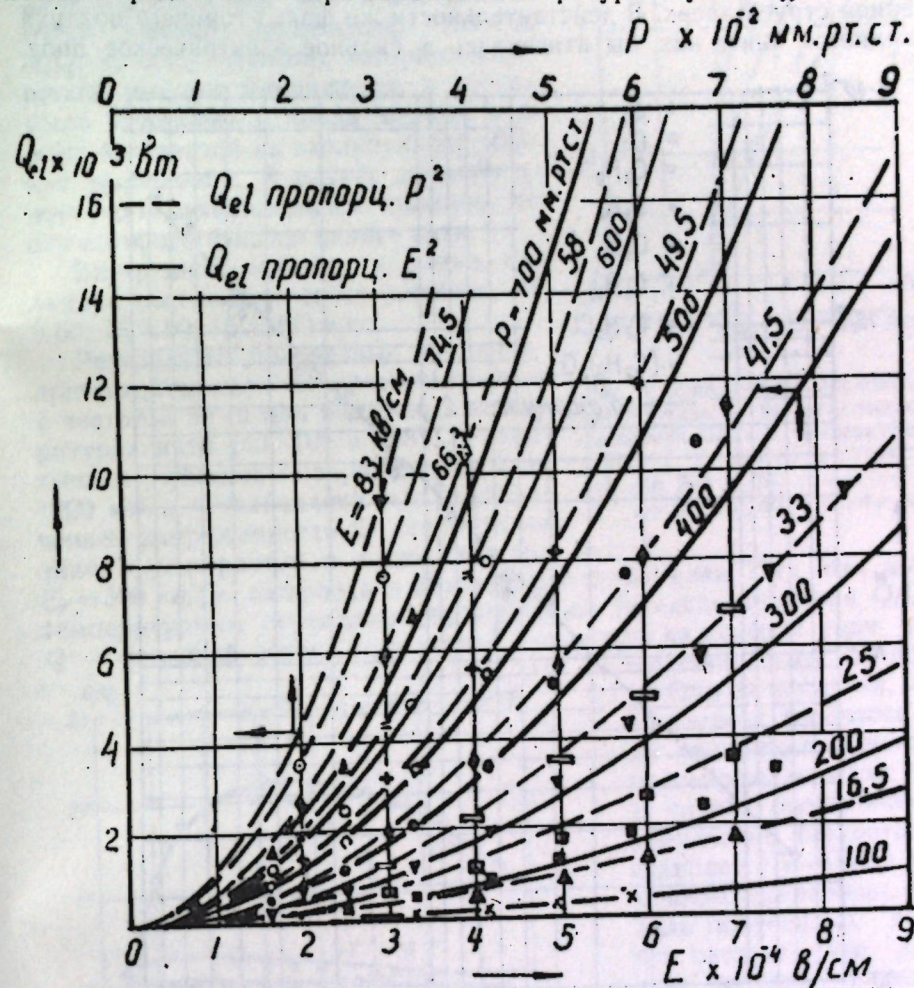


Рис. 3. Зависимость теплового потока от давления газа и напряженности электрического поля.

внимание термическую ионизацию газовых молекул, а в случае больших напряженностей поля может происходить и диссоциация [31]. Следовательно, наряду с электрострикционными силами необходимо учесть и электрические силы, действующие на ионы или их ассоциации с нейтральными молекулами, возникающими в результате сольватации. Разрешение этих вопросов как в экспериментальном, так и в теоретическом плане сопряжено с большими трудностями и должно быть предметом специальных исследований.

Теплоотдача платиновых нитей диаметром 0,05 и 0,1 мм к воздуху в атмосферных условиях при воздействии неоднородного электрического поля изучалась А. и Г. Остроумовыми [32, 33]. В качестве противоэлектрода служил диск диаметром 120 мм (расположенный горизон-

тально под нитью), на который подавалось высокое напряжение (до 5830 в) обоих знаков.

В соответствии с гипотезой об изменении диэлектрической проницаемости ϵ в зависимости от температуры горячий воздух должен выталкиваться холодным из сильного поля в более слабое и уноситься усиленной струей вверх. В действительности же факел горячего воздуха устремляется вниз, как бы втягиваясь в сильное электрическое поле.

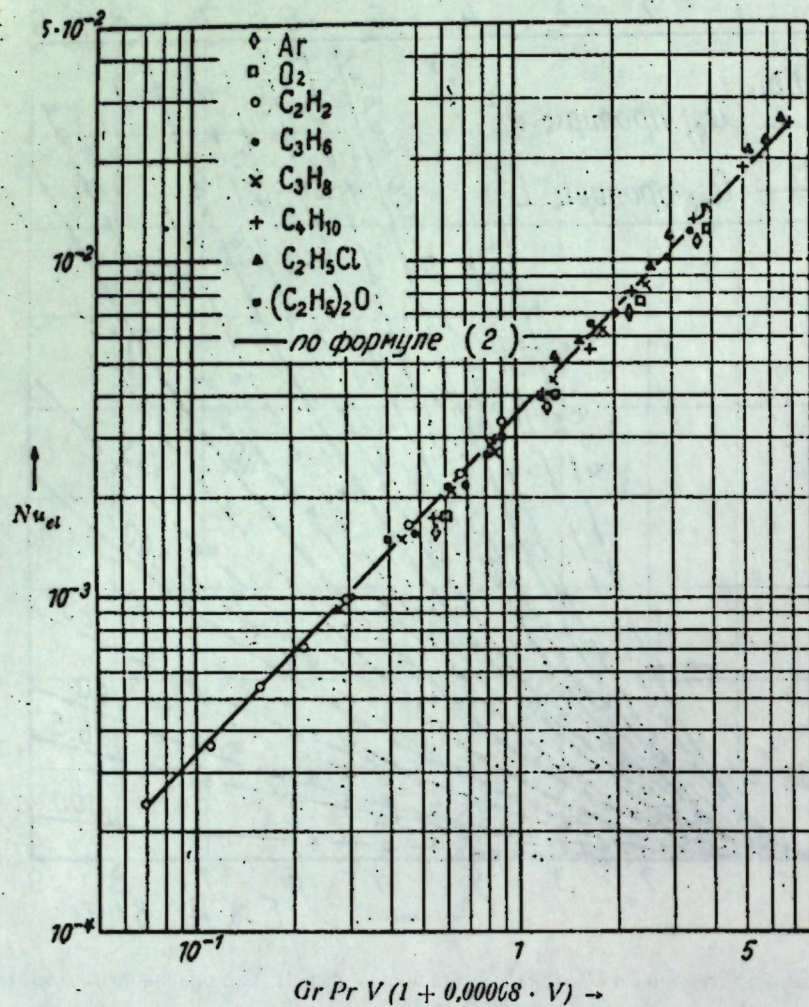


Рис. 4.

Помимо этого деформация факела сопровождается возникновением электрического тока между нитью и противэлектродом, а при отрицательном заряде и высокой температуре нити наблюдается заметный термоэлектронный ток уже при напряжении порядка сотен вольт, тогда как для деформации факела требуются тысячи вольт. Это означает, что деформация факела возникает только при наличии тока проводимости. Поэтому надо полагать, что основной причиной увеличения конвективной теплоотдачи является именно ток проводимости, возникающий в связи с появлением коронного разряда, который и вызывает электрокондуктивную конвекцию. Следует заключить, что описанное явление есть «электрический ветер».

Авторы [9, 34] опубликовали результаты исследования воздействия однородных и неоднородных электрических полей на естественную и вынужденную конвективную теплоотдачу медного волоска диаметром 40 мк к воздуху при атмосферном давлении. Модель для изучения теплоотдачи в однородном поле представляла собой плоский конденсатор (60×60 мм), на одну пластину которого подавалось высокое напряжение, а другая была заземлена и имела мерный элемент из навитой на изолирующий каркас проволоочки. В случае неоднородного поля использовался цилиндр, по оси которого фиксировалась нить.

Внутренний диаметр и длина цилиндра составляли соответственно: 44 и 60; 15 и 90; 15 и 200 мм.

Результаты, полученные на цилиндрической модели в переменном поле с частотой 50 гц при различных температурах нити (40, 102 и 108°C), охватывают область напряженностей до 1000 кВ/см. Установлено, что с увеличением напряженности E теплоотдача значительно растет, в частности, при $E_r = 500$ кВ/см теплоотдача возрастает в 2–2,3 раза. При этом большим температурным перепадам соответствуют большие значения Q/Q_0 , где Q — тепловой поток, отдаваемый нитью при наложении поля, а Q_0 — тепловой поток без поля.

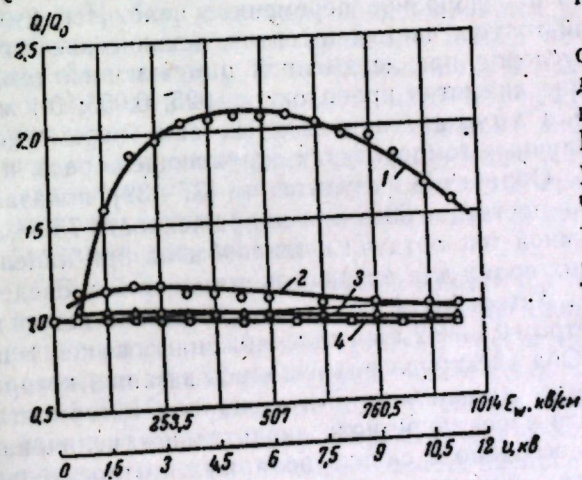


Рис. 6. Изменение теплоотдачи тонкой проволоочки в переменном электрическом поле при продольном обтекании ее воздушным потоком и температуре 40°C. 1; 2; 3; 4 — соответствуют скоростям обтеканий 0; 27; 40,5 и 49,5 м/сек.

При вынужденной конвекции было отмечено, что влияние электрического поля в области, где нет коронирования, исчезает полностью при скоростях 5–10 м/сек, а в случае коронирования увеличение теплоотдачи прекращается при скоростях воздуха 40–50 м/сек (рис. 6).

Изучение теплопроводности различных жидкостей в постоянном электрическом поле было предпринято Е. Шмидтом и В. Лейденфростом [35]. Исследуемые вещества (бензол, четыреххлористый углерод,

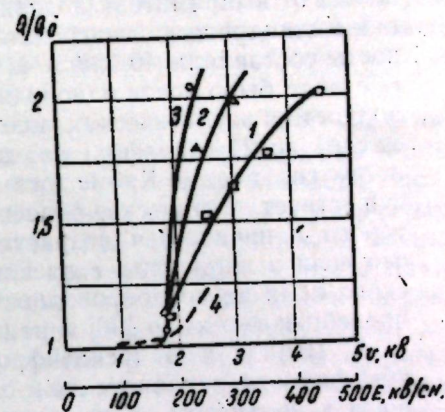


Рис. 5. Зависимость теплоотдачи нагретой нити от частоты высокого напряжения [34] при температуре нити 135°C. 1; 2; 3 — соответствуют частотам 50; 200 и 300 гц. 4 — зависимость для постоянного тока.

Опыты показали, что при отсутствии коронного разряда увеличение теплоотдачи пренебрежимо мало (рис. 5). В случае постоянного поля увеличение теплоотдачи составляет 5–6%, а в переменном еще меньше. Из анализа полученных результатов следует, что наибольший интерес представляет область коронного разряда при переменном поле с большей частотой.

При вынужденной конвекции было отмечено, что влияние электрического поля в области, где нет коронирования, исчезает полностью при скоростях 5–10 м/сек, а в случае коронирования увеличение теплоотдачи прекращается при скоростях воздуха 40–50 м/сек (рис. 6).

толуол, трансформаторное масло, парафин и касторовое масло) заполняли узкий канал, шириной δ , равной 2 и 4 мм, образованный двумя цилиндрическими поверхностями ($R/r_1 = 19/17$ и $19/15$). Высокое напряжение от выпрямителя подводилось к наружному цилиндру, а внутренний цилиндрический нагреватель заземлялся. Максимальная напряженность составляла 40 кВ/см и благодаря большой величине отношения r_1/δ поле было почти однородным. Авторами установлено, что теплопроводность в электрическом поле увеличивается от 1,8 (трансформаторное масло) до 24 (парафин) раз и что с возрастанием температуры эффект поля усиливается. Кроме того было показано, что для каждой жидкости существует критическое значение напряженности, после достижения которого и начинается возрастание теплопроводности. Заметим, однако, что если в жидкостях воздействие постоянного однородного электрического поля на теплопроводность довольно значительно, то в газах оно пренебрежимо мало [36] и не превышает 1%.

Е. Шмидт и В. Лейденфрост также изучили воздействие поля на коэффициент теплопередачи от трансформаторного масла, протекающего в кольцевом зазоре шириной 4 мм ($D/d_1 = 18/10$) со скоростью 0,12 м/сек при температуре 60°C, к воде, текущей во внутренней трубе. При изменении напряженности постоянного поля от 0 до 70 кВ/см коэффициент теплопередачи возрастал в 4,1, а гидравлическое сопротивление лишь в 1,4 раза. Это является наглядным примером возможности и целесообразности интенсификации теплопередачи в промышленных аппаратах воздействием электрического поля.

Г. Ашманом и Р. Кронигом [37, 38] были опубликованы результаты по конвективному теплообмену проволоки, натянутой по оси горизонтального цилиндра, который заполнялся непроводящими жидкостями. Между цилиндром диаметром 40 мм и платиновой нитью диаметром 0,02 мм создавалось резко неоднородное переменное поле. Исследовались чистый и технический толуол, чистый *n*-гептан, технические *n*-гексан и четыреххлористый углерод при неизменной окружающей температуре, равной 0°C. Влияние диаметра проволоки (0,025; 0,055; 0,1 мм) на теплоотдачу в толуоле и *n*-гептане при воздействии переменного электрического поля и различных температурах окружающей среды изучалось Х. Де-Ханом [39]. Обработка результатов [37-39] показала, что увеличение теплоотдачи достигает 60% при напряженности 75 кВ/см.

Исследование конвективной теплоотдачи и теплообмена при кипении в переменных электрических полях для различных жидкостей проведено в работах [13-15, 18, 40]. Авторы [18] накладывали поле между платиновой проволокой диаметром 0,1 и 0,2 мм и расположенным выше вспомогательным электродом. Оба электрода размещались в ванне, которая заполнялась исследуемыми жидкостями и помещалась в термостат. Эксперименты показали, что переменное поле значительно увеличивает коэффициент теплоотдачи, особенно в сильно полярных и относительно электропроводных жидкостях; при этом требуется гораздо меньшая напряженность, чем для неполярных жидкостей. Если для *n*-гексана $\alpha_E/\alpha_0 = 1,6$ при $E = 160$ кВ/см, то для метилэтилкетона $\alpha_E/\alpha_0 = 10$ при $E = 9$ кВ/см. Здесь α_E — коэффициент теплоотдачи при наличии поля, α_0 — без поля. Кроме того, было установлено, что воздействие электрического поля значительно интенсифицирует теплообмен при кипении. Наибольший эффект достигается также в полярных жидкостях (для метилового спирта $\alpha_E/\alpha_0 = 6,0$ при $E = 9$ кВ/см), а в жидких газах (азот, кислород, аргон) теплоотдача при кипении в переменном поле возрастает в 2,5-3 раза [40].

Под воздействием электрического поля критический тепловой

поток растет и достигает удвоенного значения при напряженности: 190 кВ/см для гексана, 160 кВ/см для трихлорэтилена и 4,5 кВ/см для метилэтилкетона [18]. Интересно отметить, что изменяется и сам характер кризиса [14, 18]. В присутствии поля нет резкого скачка температуры теплоотдающей поверхности, и кривая зависимости теплового потока от температурного напора только изменяет свой наклон, но остается плавной.

В электрическом поле пленочное кипение переходит в пузырьчатое, которое остается интенсивным, но проходит при гораздо меньшей температуре стенки, чем пленочное. Например, при напряженности поля 160 кВ/см пленочное кипение этилового эфира сменяется пузырьчатым, а разность температур между теплоотдающей поверхностью и жидкостью резко падает от 500 до 20°C, хотя тепловой поток остается почти неизменным [14]. Следовательно, в этом случае поверхность нагрева испытывает меньшие температурные напряжения, что очень важно для надежности и безотказности в эксплуатации. В связи с этим примечателен тот факт, что при повышенном давлении тепловой поток к воде может быть существенно увеличен при незначительной напряженности поля [14]. Более того, электрическое поле может предотвратить саму возможность местного вскипания, а это очень важно для теплообменных аппаратов, использующих воду при повышенных давлениях, надежная работа которых ограничена нестабильностью теплообмена из-за местного кипения, или в том случае, когда вскипание недопустимо вообще.

Кроме перечисленных случаев влияния поля на процессы теплообмена, следует еще упомянуть об увеличении скорости конденсации. А. Жевровский [41] установил, что при введении в конденсатор ионов с одновременно наложением однородного электрического поля, скорость конденсации водяного пара значительно возрастает. Воздух подается через трубку, в которой поддерживается тлеющий разряд, так, чтобы в камеру конденсатора попадали только положительные частицы (центры конденсации). В начальный момент скорость конденсации возрастает с ростом парциального давления воздуха, однако по мере повышения давления ухудшаются условия диффузии пара к заряженным частицам и скорость образования конденсата падает. Увеличение напряженности поля приводит к снижению скорости конденсации, так как при этом концентрация ионов падает и соответственно уменьшается вероятность захвата ионов.

В последнее время предпринимаются попытки воздействовать электрическими и магнитными полями на процессы сгорания и распространения пламени. Авторы [42, 43] при воздействии электрических полей получили увеличение теплоотдачи от определенных участков пламени на 15-25% и рост скорости горения в магнитном поле в 2-3 раза. Однако и здесь механизм действия поля не выяснен. До сих пор нет единой точки зрения на природу самого распространенного иона в углеводородных пламенах, наличие которого установлено экспериментально [44]. Естественно, что решение этих задач позволит создать эффективные методы управления процессами горения и распространения пламени.

Многие исследователи [17, 18, 35] констатировали визуально усиление конвективных токов в жидкостях, подверженных воздействию электрических полей. Например, Г. Остроумов [17] при включении постоянного поля наблюдал круговорот жидкости от верхнего горячего электрода вниз, затем радиально к стенкам сосуда и вверх, то есть в направлении, противоположном естественной конвекции. Наиболее вероятными причинами интенсификации конвекции могут быть движение

объемных зарядов (электрокондуктивная конвекция), движение, вызванное электростриктивными силами, и вихри.

Электрокондуктивная конвекция вязкой жидкости должна наблюдаться в постоянном поле, в переменном поле она маловероятна. В неоднородном поле конвекция может быть вызвана электростриктивными силами, действующими на диполи, ориентированные вдоль вектора напряженности [8].

Вихревое движение частиц возможно в переменных полях благодаря частому изменению ориентации дипольных молекул. Это может привести к дополнительному перемешиванию в пограничном слое. Наконец, интенсификация теплообмена может быть вызвана электрострикцией; то есть изменением линейных размеров объема диэлектрической жидкости в электрическом поле.

Экспериментально не было обнаружено интенсификации теплообмена в переменных однородных полях [35]. Это может быть достоверным, если эффект в данном случае определяется движением зарядов. В неоднородных переменных полях авторам [13÷15, 18, 38÷40] удалось наблюдать увеличение теплообмена, которое в основном обуславливалось электростриктивными силами.

В полярных жидкостях воздействие поля намного сильнее, чем в неполярных, так как в первых больше свободных ионов и значительнее силы, заставляющие диполи двигаться в неоднородном поле.

Следует отметить, что чем меньше вязкость, тем меньше сопротивление движению молей жидкости при наличии поля и тем больше его эффект. Уменьшение вязкости может быть достигнуто с увеличением температуры, при котором усиливается термическая ионизация, а следовательно, и электрокондуктивная конвекция. Однако необходимо иметь в виду, что с ростом температуры может уменьшаться поляризуемость жидкости. Воздействие неоднородного электрического поля также усиливается с ростом температурного перепада между горячим телом и жидкостью, так как при этом увеличивается разность ϵ и χ в пристенном слое и массе жидкости [45].

В заключение отметим, что проведенные работы нужно рассматривать как первые шаги на пути применения электрических полей для интенсификации теплообменных процессов. По существу исследования в этой области находятся еще в начальной стадии и посвящены в основном накоплению опытных фактов и выяснению принципиальных закономерностей. Для решения вопроса о взаимодействии электрических и магнитных полей с жидкостями и газами при теплопереносе необходимо изучение не одной какой-либо стороны явления, а целого комплекса задач с учетом изменения физических свойств рабочей среды и возникновения дополнительных возмущений. Подробные исследования, вероятно, позволят выявить те звенья, которые можно интенсифицировать воздействием электрических и магнитных полей, помогут глубже вскрыть кинетику процесса и предложить соответствующие научно обоснованные рекомендации для эксплуатации существующих и создания новых теплообменных аппаратов.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. В. Курничев, О теплопередаче в котлах, Сб. «Успехи тепловой техники», 1924.
2. М. К. Болога, Г. М. Левин, Ю. Н. Пауков, Влияние колебаний на конвективную теплоотдачу, Изв. АН МССР, 1963, № 3.
3. С. Р. Costello, I. M. Adams, Burnout Heat Fluxes in Pool Boiling at High Accelerations, Proceedings, International Heat Transfer Conference, Vol. 2, 225, 1961.
4. Мерт, Кларк, Влияние ускорения на кипение жидкости в большом объеме, Теплопередача, том 83, серия С, № 3, ИЛ, 1961.

5. C. W. Cowely, W. I. Timson, I. A. Sawdye, Industr. and Engng. Chem. Process Design and Developm., 1, N 2, 81—84, 1962.
6. D. D. I. Osmont, D. Tudor, R. M. M. Speirs, W. Rugman, Trans. Instn. Chem. Engrs., 40, N 3, 152—160, 1962.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., 1959.
8. И. Е. Тамм, Основы теории электричества, ГИТТЛ, 1957.
9. В. П. Мотулевич, В. М. Ерошенко, Ю. Н. Петров, Влияние электростатических полей на конвективный теплообмен, Сб. «Физическая газодинамика и теплообмен», изд-во АН СССР, 1961.
10. В. Браун, Диэлектрики, ИИЛ, М., 1961.
11. В. Пановский, М. Филинс, Классическая электродинамика, М., 1963.
12. R. Kronig, N. Schwarz, Applied Scientific Research, A1, 35, 1947.
13. E. Bonjour, L. Verdier, Comptes rendus l'Academie des Sciences, 250, N 6, 998—1000, 1960.
14. E. Bonjour, L. Verdier, L. Weil, Chemical Engineering Progress, 58, N 7, 63—66, 1962.
15. E. Bonjour, L. Verdier, Comptes rendus l'Academie des Sciences, 251, N 7, 924—926, 1960.
16. H. A. Pohl, Journal Appl. Phys., 29, 1182, 1958.
17. Г. А. Остроумов, ЖЭТФ, 30, 282, 1956. Некоторые гидродинамические явления, сопровождающие прохождение тока через изолирующие жидкости.
18. L. Bochirol, E. Bonjour, L. Weil, Comptes rendus l'Academie des Sciences, 250, N 1, 76—78, 1960.
19. Л. А. Бромли, Теплоотдача при стабильном пленочном кипении, Сб. «Некоторые вопросы ядерной энергетики», под ред. М. А. Стыриковича, ИЛ, 1959.
20. I. W. Westwater, «Advances in Chemical Engineering», Ed. Drew et Hoopes, Vol. 11, part. 1, Academic Press, Inc., N. Y., 1958.
21. Б. С. Петухов, С. А. Ковалев, О критических тепловых нагрузках при кипении жидкости, Изв. высших учебных заведений, «Энергетика», 1963, № 4.
22. H. Senftleben, Z. Phys., 32, 550, 1931.
23. H. Senftleben, Z. Phys., 33, 826, 1932.
24. H. Senftleben, Zeitschrift für Physik, 74, 757, 1932.
25. H. Senftleben, Z. Phys., 35, 661, 1934.
26. H. Senftleben, W. Braun, Z. Phys., 102, 480, 1936.
27. H. Senftleben, H. Gladisch, Naturwiss., 34, 187, 1947.
28. H. Senftleben, H. Gladisch, Z. Phys., 126, 289, 1949.
29. H. Senftleben, E. Büttmann, Z. Phys., 136, 389—401, 1953.
30. S. Aarj, S. Legvold, Electroconvective Heat Transfer in Gases, the Journal of Chemical Physics, Vol. 29, N 3, 1958.
31. И. Е. Балигин, О теплопроводности некоторых диэлектриков в электрическом поле, ИФЖ, том III, № 3, 1960.
32. А. Г. Остроумов, Об электротермической конвекции в воздухе, ЖТФ, вып. 6, 1954.
33. А. Г. Остроумов, Г. А. Остроумов, К вопросу о термоэлектрической конвекции, ЖТФ, вып. 3, 1956.
34. В. П. Мотулевич, Ю. Н. Петров, И. Н. Макаренко, Экспериментальное исследование конвективного теплообмена в электрических полях, Сб. «Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур», Изд. АН СССР, 1962.
35. E. Schmidt, W. Leidenfrost, Forschungen auf dem Gebiete des Ing. Wesen, 19, N 3, 65, 1953.
36. W. Bonwillt, G. Groetzing, Über die Änderung der Wärmeleitfähigkeit von Gasen in elektrostatischen Feldern. Z. f. Phys., 72, Hefte 9—10, 600, 1931.
37. R. Kronig, G. Ahsmann, Applied Scientific Research, A2, 31, 1949.
38. G. Ahsmann, R. Kronig, Applied Scientific Research, A2, 235, 1950; A3, 83, 1951.
39. X. I. De Haan, Applied Scientific Research, A3, 85, 1951.
40. L. Bochirol, E. Bonjour, L. Weil, Probl. Low. Temperat. Phys. and Thermodynam., Vol. 2, 251—256, 1962.
41. А. К. Жебровский, Увеличение скорости конденсации в электрическом поле в присутствии ионов, ИФЖ, том VII, № 2, 1964.
42. М. А. Глишков, Е. М. Степанов, Известия высших учебных заведений, «Черная металлургия», 1961, № 9.
43. Y. Asakawa, Sixth Symposium (International) on Combustion, N. Y., 923—929, 1957.
44. Мукерджи, Фуэно, Эйринг, Ри, Ионы в пламенах, Вопросы ракетной техники, № 5, 1963.
45. И. Т. Аладьев, В. А. Ефимов, Интенсификация теплообмена в электрических полях, ИФЖ, том VI, № 8, 1963.

Н. Ф. БАБОИ, М. К. БОЛОГА, К. Н. СЕМЕНОВ

ИНФЛУЕНЦА КЫМПУЛУИ ЕЛЕКТРОСТАТИК АСУПРА
СКИМБУЛУИ ДЕ КЭЛДУРЭ

Резумат

Се тратязэ ынребаря инфлуенцей кымпурило електростатиче асупра кондуктибилитэций термиче ши скимбулуй конвектив де кэлдурэ ын ликиде ши газе, прекум ши скимбул де кэлдурэ ла фербере ши конденсаре. Се аратэ, кэ екуацииле критериале, пе каре ле авем ла диспозицие, дескриу ачесте прочесе ын мод сатисфэктор нумай ын интервале минч де температурэ ши интенситате а кымпулуй. Се сублинязэ, де асеменя, нечеситатя ефектуэрий черчетэрило експериментале ку скопул де а интенсифика скимбул де кэлдурэ ши интересул инконтестабил де а резолва ачестэ проблемэ ын план женерал.

С. П. ФУРСОВ

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕГУЛИРУЕМОГО
ЭЛЕКТРОПРИВОДА С БЕСТРАНСФОРМАТОРНЫМ
ВЫПРЯМИТЕЛЕМ

В решении задачи комплексной механизации и автоматизации производственных процессов решающая роль принадлежит электроприводу. Как правило, в регулируемом приводе используются двигатели постоянного тока. Питание двигателя постоянного тока осуществляется от сети переменного тока промышленной частоты через промежуточное преобразовательное устройство. Используются различные системы регулируемого привода: генератор-двигатель, генератор-двигатель с электромашинным усилителем, ионный привод, привод с дросселями насыщения и полупроводниковыми выпрямителями. [1]. По данным иностранных фирм, системы электропривода с дросселями насыщения и полупроводниковыми выпрямителями при серийном производстве дешевле электропривода по системе генератор-двигатель и даже ионного привода.

Центральный Комитет Коммунистической партии Советского Союза в письме «О рациональном использовании электрической энергии в народном хозяйстве» призывает рационально расходовать электрическую энергию, выявлять и использовать дополнительные резервы [2].

Известны схемы электропривода с бестрансформаторными выпрямителями, которые принципиально позволяют иметь более высокий к. п. д. и емкостный характер косинуса «фи», чем перечисленные выше системы электропривода [3].

Электропривод с бестрансформаторными выпрямителями имеет ряд свойств, отличающих его от других известных схем электропривода. Изучение, развитие и практическое использование схем с бестрансформаторными выпрямителями будет способствовать рациональному использованию электрической энергии.

Принципиальная схема электропривода небольшой мощности с однофазным бестрансформаторным полупроводниковым выпрямителем приведена на рис. 1. Электропривод образован конденсатором переменной емкости — C , включенным последовательно с полупроводниковым выпрямителем — B . Нагрузкой выпрямителя служит якорь двигателя постоянного тока независимого возбуждения — $Я$. Обмотка возбуждения — $ОВ$ двигателя питается от отдельного выпрямителя, не показанного на схеме. Ток в обмотке возбуждения регулируется с помощью реостата — R [3].

Для более мощного привода целесообразно использование трехфазных бестрансформаторных схем выпрямителей [4].

Использование бестрансформаторных выпрямителей для питания двигателей постоянного тока (независимого и последовательного возбуждения) повышает к. п. д. привода, так как устраняет потери энергии, имеющие место при обычном регулировании. Электропривод с

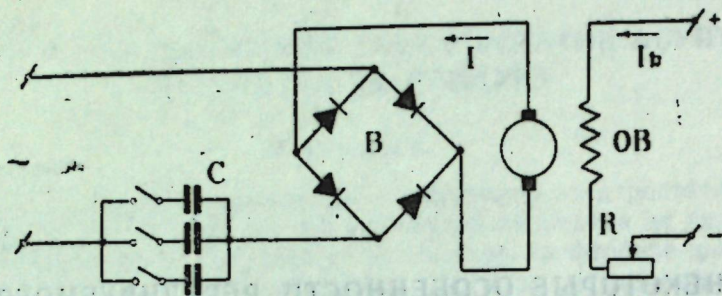


Рис. 1. Принципиальная схема электропривода небольшой мощности с однофазным бестрансформаторным полупроводниковым выпрямителем.

бестрансформаторными выпрямителями имеет опережающий характер коэффициента мощности, что отличает его от другого привода, например, от привода с дросселями насыщения или ионного привода. Кроме этого, работа электродвигателя в схеме электропривода с бестрансформаторными выпрямителями отличается от известных рядом характерных особенностей.

Поскольку бестрансформаторный выпрямитель в первом приближении можно рассматривать как источник тока по отношению к нагрузке (двигателю), то естественная механическая характеристика электропривода с двигателем постоянного тока получает следующее выражение:

1) Для двигателя независимого возбуждения:

$$M = C_1 \Phi J = \text{const}; n = \text{var}; \quad (1)$$

где: Φ — магнитный поток = const;

J — ток якоря = const;

2) Для двигателя постоянного тока последовательного возбуждения, при условии, что магнитная система не насыщена,

$$M = C_1 \Phi J = C_1 \kappa J^2 = C_3 J^2 = \text{const}; n = \text{var}, \quad (2)$$

где $\Phi = \kappa J$ — магнитный поток.

И в первом и во втором случаях получаем зависимость $n = f(M)$; в виде прямой, параллельной оси оборотов, проходящей через точку $M = M_1 = \text{const}$;

Теоретическая естественная механическая характеристика привода приведена на рис. 2.

Испытания схемы электропривода проводились при использовании в качестве двигателя электромотора типа ПН, мощностью 2,5 кВт, число оборотов при номинальной нагрузке 1500 об/мин., номинальное напряжение 110 в. В качестве выпрямителя использовался трехфазовый

бестрансформаторный выпрямитель, собранный по асимметричной схеме, вентили селеновые, конденсаторы типа КБГ-МН [4]. На рис. 3 приведены практические естественные механические характеристики электропривода. Поскольку при работе двигателя ток в якоре двигателя несколько изменяется (увеличивается при уменьшении скорости вращения), зависимость скорости вращения от момента на валу двигателя немного отличается от теоретической (см. рис. 2). Зависимость $n = f(M)$ носит линейный характер, однако прямая не параллельна оси оборотов, а образует с ней некоторый острый угол (см. рис. 3).

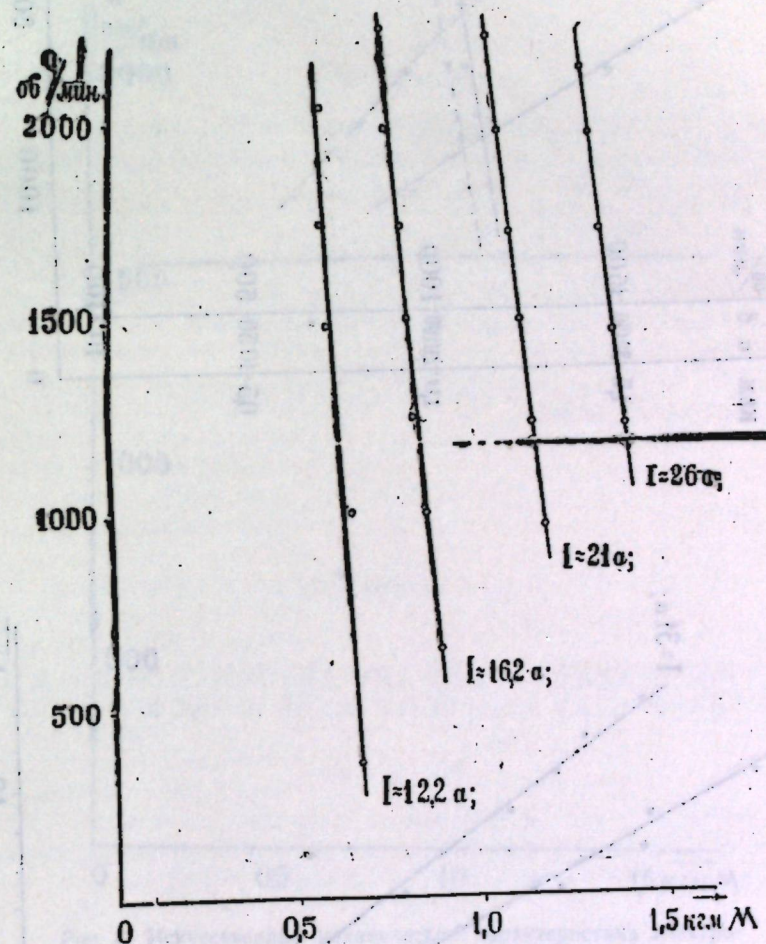


Рис. 3. Практическая естественная механическая характеристика электропривода с бестрансформаторным выпрямителем.

На рис. 4 приведена регулировочная характеристика электропривода — зависимость скорости вращения от тока в обмотке возбуждения двигателя $n = f(J_b)$. Как известно, в существующих схемах электропривода при $U = \text{const}$ с увеличением тока в обмотке возбуждения скорость вращения уменьшается. В рассматриваемом электроприводе, поскольку $J = \text{const}$, при увеличении тока в обмотке возбуждения скорость вращения увеличивается (см. рис. 4).

На рис. 5 приведены естественные рабочие характеристики электропривода. Из приведенных характеристик следует, что момент на валу

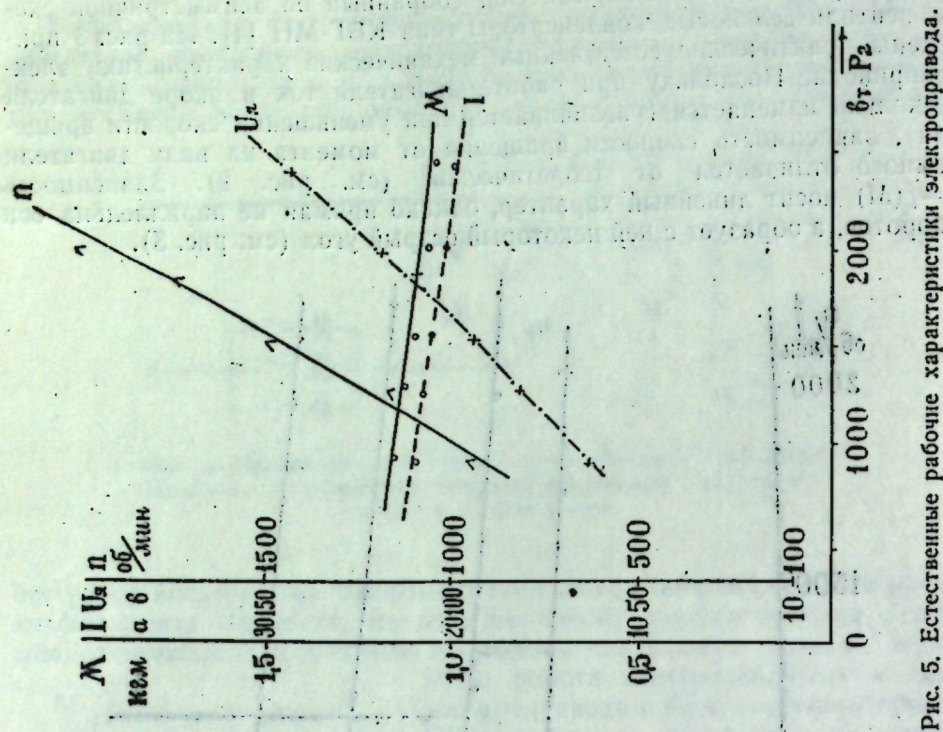


Рис. 5. Естественные рабочие характеристики электропривода.

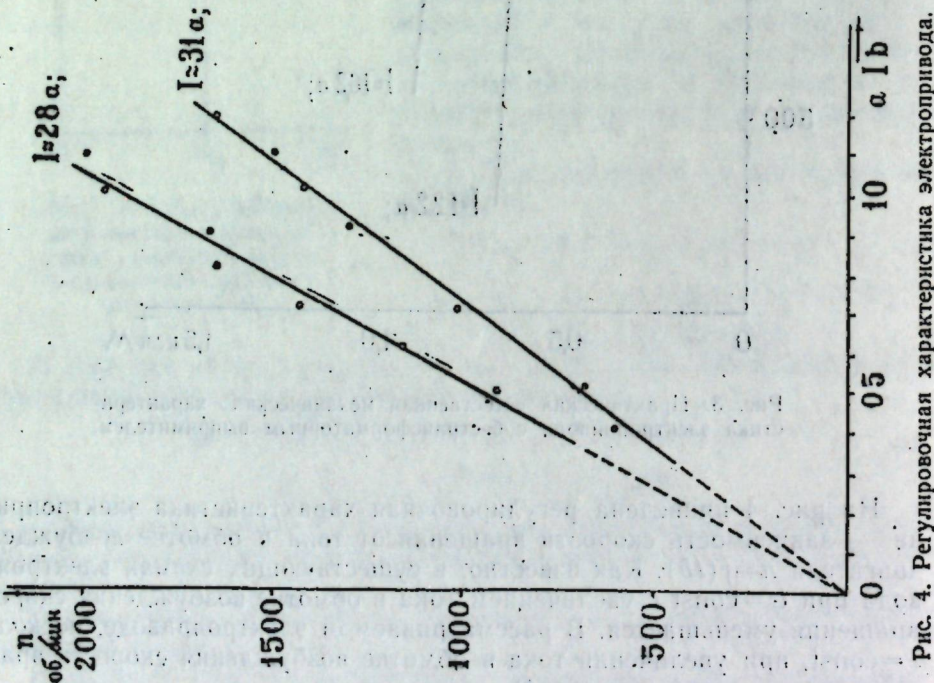


Рис. 4. Регулировочная характеристика электропривода.

двигателя и ток якоря сравнительно незначительно изменяются при изменении полезной мощности на валу двигателя. Напряжение на якоре двигателя и число оборотов сильно зависят от величины полезной мощности на валу двигателя. Ток в обмотке возбуждения двигателя равен 1 а. Привод работал от сети переменного трехфазного тока промышленной частоты напряжением 380 в. Неравномерность тока по фазам при нагрузке на валу 2,46 кВт равна: фаза «Ж» — 14,5 а, фаза «З» — 11,8 а и фаза «К» — 21,8 а. Коэффициент мощности (опережающий) 0,4.

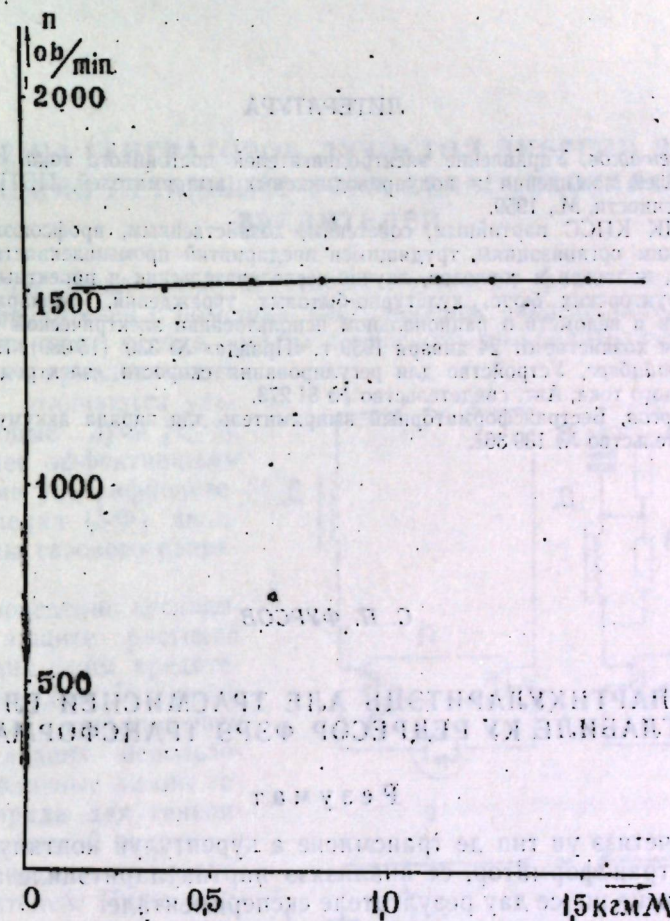


Рис. 6. Искусственная механическая характеристика электропривода с бестрансформаторным выпрямителем.

Применяя автоматическое регулирование величины емкости токоограничивающих конденсаторов в зависимости от величины напряжения на якоре двигателя, можно получить искусственную механическую характеристику, которая в отличие от естественной может быть получена очень жесткой. Искусственная механическая характеристика электропривода, полученная при ручном регулировании, приведена на рис. 6.

Выводы

1. Электропривод с полупроводниковыми бестрансформаторными выпрямителями может найти применение в том случае, когда необходима очень мягкая внешняя характеристика (моментный привод).

2. Рассматриваемый электропривод имеет жесткую искусственную механическую характеристику.

3. Схема привода не имеет вращающихся преобразователей и свободна от недостатков приводов с дросселями насыщения (потери в меди и стали, низкий отстающий коэффициент мощности при малой скорости вращения).

4. Рассматриваемая схема электропривода имеет опережающий коэффициент мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Алеников, Управление электродвигателей постоянного тока при помощи дросселей насыщения и полупроводниковых выпрямителей, ЦБТИ электропромышленности, М., 1959.
2. Письмо ЦК КПСС партийным, советским, хозяйственным, профсоюзным и комсомольским организациям, трудящимся предприятий промышленности, транспорта,строек, колхозов и совхозов, научно-исследовательских и проектных институтов, конструкторских бюро, культурно-бытовых учреждений, совнархозов, министерств и ведомств о рациональном использовании электрической энергии в народном хозяйстве от 24 января 1959 г. «Правда» № 330 (15 089), 1959, 26 ноября.
3. М. И. Крайцберг, Устройство для регулирования скорости электродвигателя постоянного тока, Авт. свидетельство № 81 273.
4. С. П. Фурсов, Бестрансформаторный выпрямитель для заряда аккумуляторов, Авт. свидетельство № 139 361.

С. П. ФУРСОВ

УНЕЛЕ ПАРТИКУЛАРИТЭЦЬ АЛЕ ТРАСМИСИЕЙ ЕЛЕКТРИЧЕ РЕГЛАБИЛЕ КУ РЕДРЕСОР ФЭРЭ ТРАНСФОРМАТОР

Резюме

Се черчетязэ ун тип де трансмисие а курентулуй континуу ку редресор фэрэ трансформатор, се анализэзэ партикуларитэциле ачестуй тип де трансмисие ши се дау резултателе експериментале.

М. С. ФИКС

СХЕМЫ ГЕНЕРАТОРОВ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ПРИВЛЕЧЕНИЯ ЛЕТАЮЩИХ ФОРМ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ ВРЕДИТЕЛЕЙ

Опыты по привлечению некоторых летающих форм сельскохозяйственных вредителей с помощью светолушек свидетельствуют об эффективности этого метода борьбы с насекомыми-вредителями [1, 2, 3]. Наибольшим привлекающим действием отличаются ультрафиолетовые лучи [1, 3], а наиболее эффективными источниками ультрафиолетового излучения (УФ) являются лампы газоразряда [4].

При проведении исследований по защите растений от летающих форм вредителей-насекомых в Молдавии с помощью светолушек [2] в последних использовались различные лампы газоразряда для генерирования лучистой энергии с целью привлечения насекомых-вредителей. Ниже приводится описание нескольких схем генераторов лучистой энергии, которые использовались в светолушках.

На рис. 1 приведены схемы включения эритемных ламп низкого давления типа ЭУВ (ЭУВ-15, ЭУВ-30). Главные максимумы излучения этих ламп лежат в ближней УФ области спектра, в пределах 285—380 мк. Генератор по схеме на рис. 1 а наиболее широко распространен. Однако схема тре-

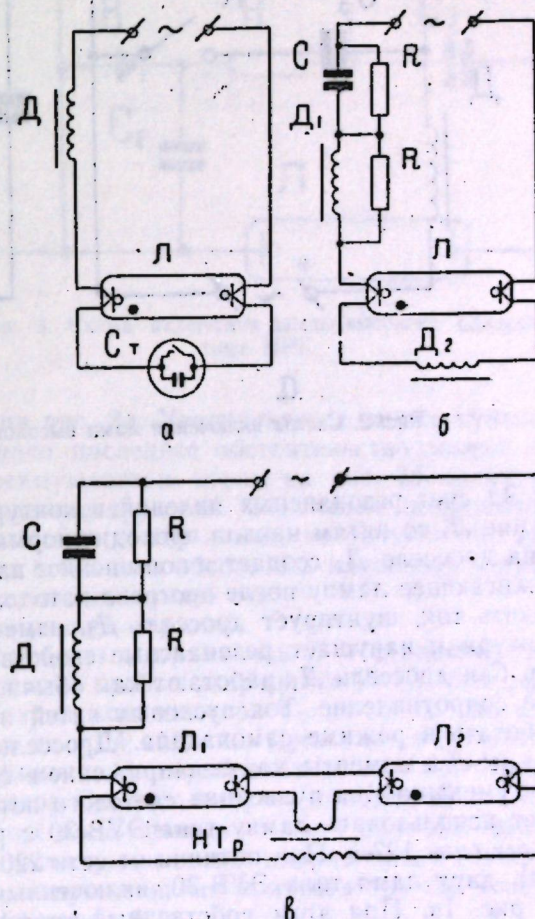


Рис. 1. Схемы включения газоразрядных ламп низкого давления типа ЭУВ.

бует, чтобы напряжение питающей сети было значительно больше, чем напряжение на лампе во время ее работы. Применение фазовой компенсации в схемах на рис. 1б и 1в позволило обойти основной закон устойчивости работы газосветных ламп — непременно определенное соотношение между рабочим напряжением лампы и питающим напряжением сети. В схеме на рис. 1б обеспечивается быстрое зажигание и устойчивая работа эритемной лампы, рабочее напряжение которой равно или даже выше напряжения питающей сети.

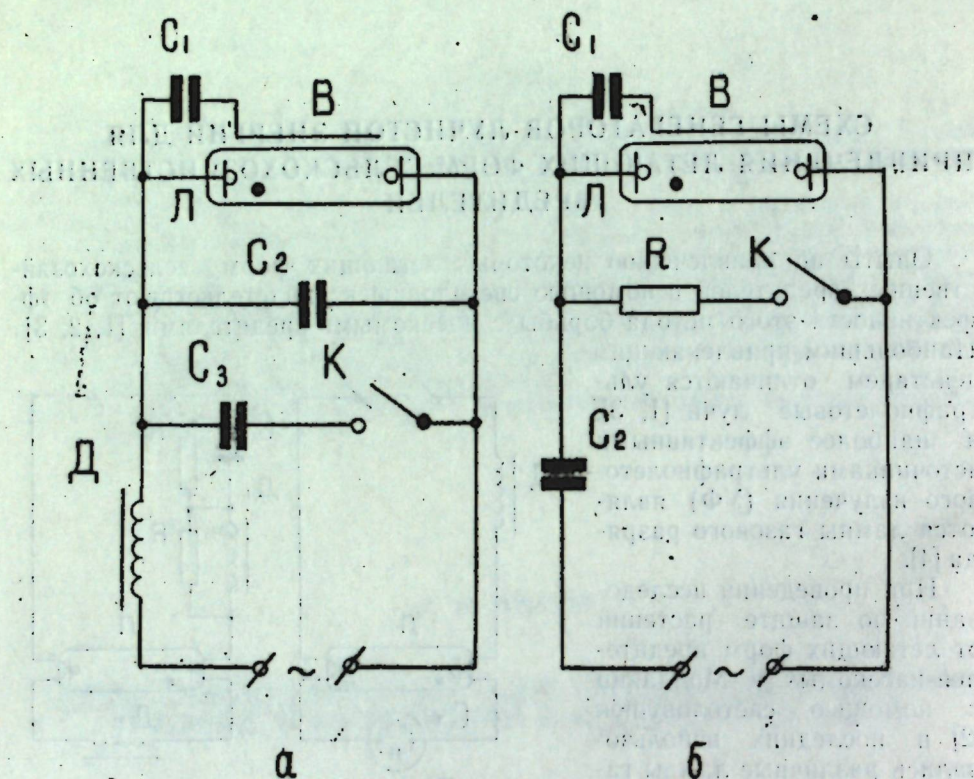


Рис. 2. Схемы включения ламп высокого давления типа ПРК.

За счет резонансных явлений в контуре $C-D_1-D_2$, при негорящей лампе L , по нитям накала проходит нормальный, для их разогрева, ток и на дросселе D_2 создается повышенное напряжение, быстро и уверенно зажигающее лампу после прогрева катодов. Затем лампа начинает проводить ток, шунтирует дроссель D_2 , изменяет параметры резонансного контура и нарушает резонансные свойства контура. Теперь конденсатор C и дроссель D_1 работают как обычное комбинированное балластное сопротивление. Ток пусковых нитей падает и катоды продолжают работать в режиме самонакала. Дроссель D_2 предотвращает угасание лампы L в моменты, когда напряжение в сети падает до нуля, в связи с чем уменьшаются пульсации светового потока. Указанная схема позволяет использовать лампу типа ЭУВ-30 с рабочим напряжением свыше 90 в в сети 127 в. При питании от сети 220 в может осуществляться работа двух ламп типа ЭУВ-30, включенных последовательно по схеме на рис. 1в. При этом собственный коэффициент использования мощности возрастает до 0,9 (вместо 0,6 — для схемы на рис. 1а) и уменьшаются относительные потери в балластном сопротивлении.

Принцип действия этой схемы остается тем же, что и для схемы на рис. 1б, за исключением действия накальной обмотки трансформатора Н.Тр. Накальная обмотка трансформатора Н.Тр. обеспечивает повышенное напряжение накала промежуточных пусковых нитей лампы, когда на основной обмотке трансформатора Н.Тр. создается повышенное напряжение зажигания.

Сопровителения R в схемах на рис. 1б и 1в снимают напряжение с конденсаторов C при выключении и предотвращают от чрезмерного повышения напряжения на конденсаторах C и дросселях D_1 при резонансе.

На рис. 2 и 3. приведены схемы включения ламп высокого давления типа ПРК. Для соответствующей лампы ПРК (ПРК-2, ПРК-4, ПРК-7) выбирается соответствующий дроссель D в схемах на рис. 2а и 3.

В случае, если лампа не зажигается, используется ручной запуск с помощью кнопки K (см. рис. 2).

Особенностью схемы на рис. 2б является использование вместо дросселя D конденсатора C_2 постоянной емкости. Величина реактивного сопротивления этого конденсатора должна быть равна сопротивлению соответствующего дросселя в схеме на рис. 2а в установившемся режиме работы.

Время разгорания лампы в схеме на рис. 2б

больше, чем в случае схемы на рис. 2а. Увеличивается также пульсация лучистого потока [4]. Однако последнее обстоятельство может не иметь большого значения. Преимуществом схемы на рис. 2б является отсутствие сравнительно дефицитного дросселя. Понижение напряжения питающей сети часто приводит к тому, что лампы не загораются. На рис. 3 приведена схема, которая позволила обеспечить надежный запуск лампы при пониженном напряжении питающей сети.

Работа схемы протекает следующим образом:

Конденсатор C_3 заряжается через выпрямитель B и ограничительное сопротивление R до напряжения пробоя разрядника P . Пробой разрядника P влечет за собой разряд конденсатора C_3 на часть витков дросселя D , в результате чего на всей обмотке дросселя появляется высоковольтный импульс напряжения, который оказывается приложенным к лампе L через конденсатор C_1 . Этот импульс напряжения зажигает лампу. В дальнейшем дроссель D выполняет свои обычные функции. Загорание лампы L приводит к уменьшению напряжения на ней, а следовательно, к уменьшению напряжения на конденсаторе C_3 , теперь недостаточного для пробоя разрядника P .

Для получения концентрированного потока УФ излучения использовались лампы типа ДРШ (ДРШ-250, ДРШ-500).

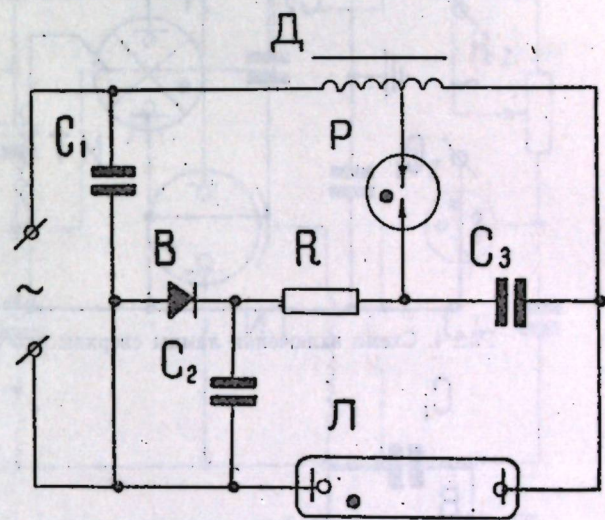


Рис. 3. Схема включения лампы высокого давления типа ПРК.

На рис. 4 приведена схема включения лампы типа ДРШ. Схема обеспечивает надежный автоматический запуск лампы.

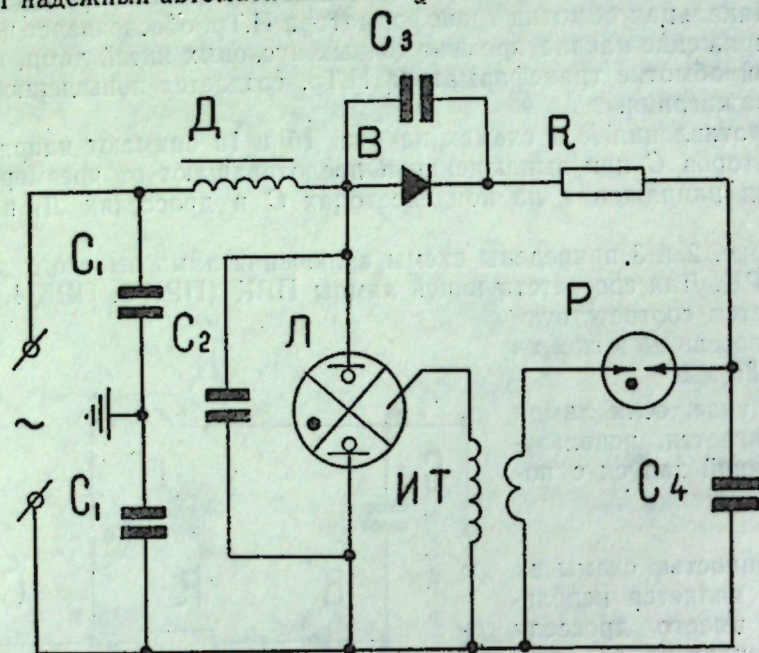


Рис. 4. Схема включения лампы сверхвысокого давления типа ДРШ.

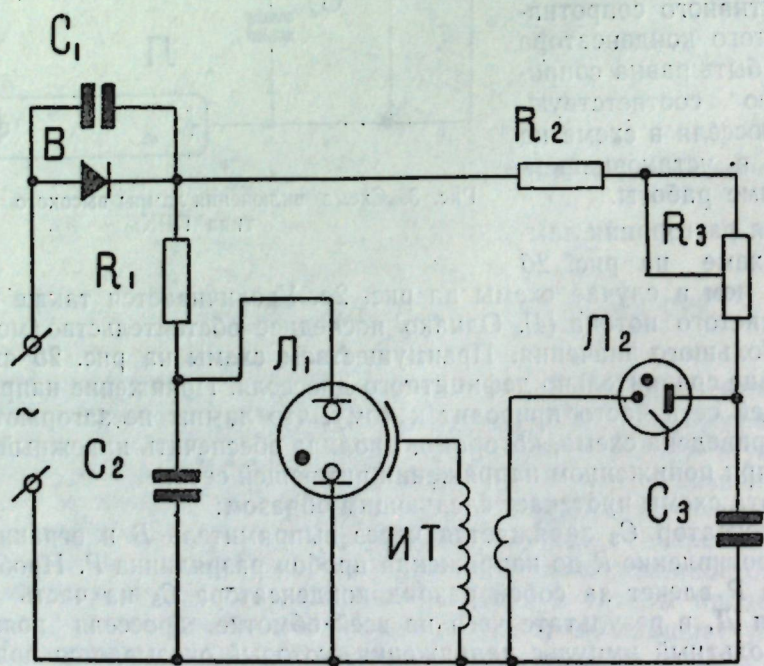


Рис. 5. Генератор световых вспышек на импульсной лампе типа ИФК-120.

Принцип действия схемы следующий:

Конденсатор C_4 заряжается от выпрямителя B через ограничительное сопротивление R до напряжения пробоя разрядника P . Пробой разрядника P вызывает появление высоковольтного импульса напряжения

(до 20 кВ) во вторичной обмотке трансформатора без сердечника ИТ. Этот импульс напряжения поджигает лампу $Л$. Когда лампа $Л$ зажглась, напряжение на конденсаторе C_4 становится недостаточным для пробоя разрядника P , так как напряжение на лампе $Л$ уменьшается. Максимумы излучения ламп типа ДРШ лежат в УФ области спектра (до 55% всей энергии излучения [4]).

На рис. 5 представлена схема генератора световых импульсов на лампе типа ИФК-120. Здесь частоту следования световых импульсов задает релаксатор на газоразрядном приборе $Л_2$. Конденсатор C_3 заряжается от выпрямителя B через ограничительные сопротивления R_2 и

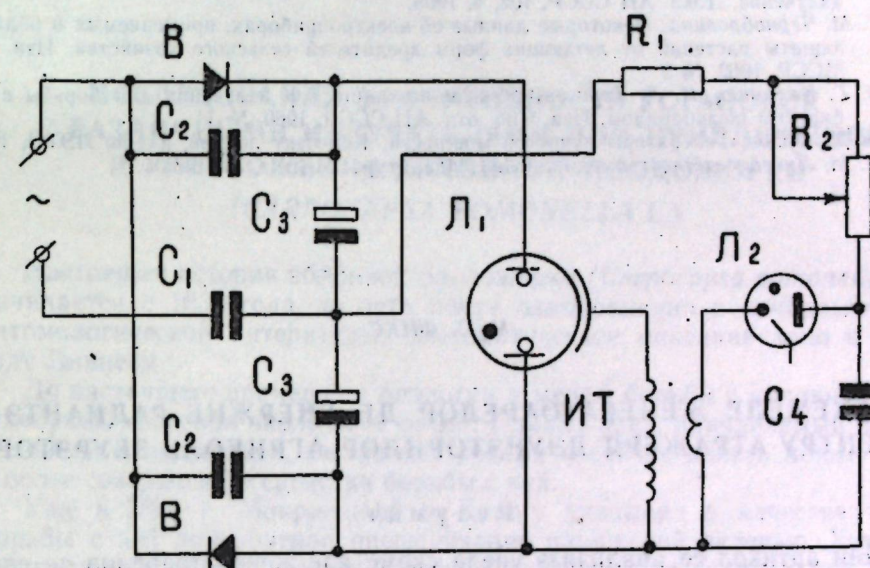


Рис. 6. Генератор световых вспышек на импульсной лампе типа ИФК-500.

R_3 , причем переменное сопротивление R_3 служит для регулировки частоты следования световых импульсов. Затем, когда напряжение на конденсаторе C_3 становится равным потенциалу зажигания лампы $Л_2$, последняя зажигается и конденсатор C_3 разряжается на первичную обмотку трансформатора ИТ без сердечника. Во вторичной обмотке этого трансформатора появляется высоковольтный импульс, который поджигает импульсную лампу $Л_1$. В качестве лампы релаксатора ($Л_2$) хорошо зарекомендовал себя тиратрон с холодным катодом типа МТХ-90. В описываемой схеме были получены частоты следования световых импульсов от долей до 5 гц. Дальнейшее увеличение частоты вспышек требовало уменьшения энергии отдельных вспышек (т. е. уменьшения емкости питающего конденсатора C_2), так как возрастала средняя мощность, которую должна была рассеивать лампа $Л_1$, что приводило к уменьшению яркости вспышек. Схема генератора световых импульсов, приведенная на рис. 6, позволяет увеличить частоту вспышек. Здесь используется более мощная импульсная лампа типа ИФК-500. Для получения напряжения 500 в, необходимого для питания лампы ИФК-500 ($Л_1$), используется мостовая схема удвоения напряжения. Конденсатор C_1 ограничивает ток сети при работе импульсной лампы.

При эксплуатации ламп нужно пользоваться защитными очками со стеклами марки ТФ, не пропускающими коротковолнового УФ излучения. Длительное облучение незащищенных участков тела мощным УФ

излучением может привести к сильным ожогам [5]. Кроме того, эксплуатация ламп высокого и сверхвысокого давления сопряжена с опасностью разрыва колб этих ламп, поэтому необходимо соблюдать известную осторожность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Мазохин-Поршняков, Массовое привлечение насекомых на ультрафиолетовое излучение, Докл. АН СССР, 102, 4, 1955.
2. С. М. Чернобровина, Некоторые данные об электроприборах, применяемых в области защиты растений от летающих форм вредителей сельского хозяйства, Изв. АН МССР, 1962, № 9.
3. Н. Г. Коломиец, И. А. Терсков, Об использовании УФ излучения для борьбы с сибирским шелкопрядом, Изв. Сиб. отд. АН СССР, 1960, № 11.
4. В. М. Орлов, Генераторы лучистой мощности, Конспект лекций, изд-во ЛЭТИ, 1960.
5. Н. М. Ливенцев, Электромедицинская аппаратура, Медгиз, М., 1960.

М. С. ФИКС

СКЕМЕЛЕ ЖЕНЕРАТОАРЕЛОР ДЕ ЕНЕРЖИЕ РАДИАНТЭ ПЕНТРУ АТРАЖЕРА ДЭУНЭТОРИЛОР АГРИКОЛЬ ЗБУРЭТОРЕ

Резумат

Ын артикол се анализязэ унеле скеме але женеграореаоре де енержие радианте, каре се фолосеск ла курса де инсекте збурэтоаре.

М. И. ЖИГАЛЬЦЕВА, С. М. ЧЕРНОБРОВИНА, С. И. ГНИЛЮК

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСТАНОВОК С РАЗЛИЧНЫМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ ДЛЯ ПРИВЛЕЧЕНИЯ И УНИЧТОЖЕНИЯ ЯБЛОННОЙ ПЛОДОЖОРКИ (CARPOCAPSA POMONELLA L.)

Настоящая история яблонной плодовой жорки (*Carpocapsa pomonella* L.) начинается с 1635 года, то есть почти одновременно с началом чисто энтомологической литературы. Систематическое описание дано в 1758 году Линнеем.

До настоящего времени по биологии и мерам борьбы с яблонной плодовой жоркой написано около 2000 работ. Однако вред, причиняемый садам яблонной плодовой жоркой, заставляет ученых и сейчас искать новые пути и более совершенные средства борьбы с ней.

Уже в 1898 г. Мокржецкий в Крыму указывал в качестве меры борьбы с ней пятикратное опрыскивание парижской зеленью. Химическому методу борьбы уделено значительное место в специальной литературе, как отечественной, так и зарубежной (Мокржецкий, 1902; Витковский, 1912; Чехович, 1911; Невский, 1937; Аристов, 1936; Севастьянов, 1916; Чугунин, 1939; Adkin, 1935; Fari, 1936; Paillot, 1937).

Для борьбы с яблонной плодовой жоркой рекомендовались кишечные яды (парижская зелень, арсенат кальция и др.). В настоящее время наиболее перспективным с яблонной плодовой жоркой является препарат ДДТ и его заменители. Препарат ДДТ обладает высокой токсичностью в борьбе со многими насекомыми, являясь одновременно ядом контактного и кишечного действия. Замечательное свойство ДДТ — это большая продолжительность токсического действия на насекомых, благодаря чему на юге в борьбе с яблонной плодовой жоркой вместо шести обработок проводят четыре (Васильев, 1951, 1952, 1954; Гонтаренко, 1954; Жигальцева, Гонтаренко, 1954; Громовая, 1956; Успенская, Глушенков, 1956).

Однако массовое применение ДДТ в садах привело к вспышке плодовых клещей, в том числе и в Молдавии (табл. 1), и к резкому нарушению биоценологических соотношений в садах, так как в результате применения ДДТ резко сократилась численность полезных насекомых. Энтомофаги оказались более чувствительными к инсектицидам, чем некоторые червецы, тли, листовертки и клещи (Savel, 1955; Solomon, 1955; Bovey, 1955; Stultz, 1955; Hinton, 1955). Большое затруднение вызывает также устойчивость яблонной плодовой жорки к ДДТ (Gutright, 1955).

Не меньшую давность представляют и другие методы борьбы, в том числе и применение различных источников излучения. Тот факт, что многие бабочки привлекались огнем или какими-либо приманками, заставил

Таблица 1

Вредители садов, имеющие хозяйственно-экономическое значение в промышленных садах
Тираспольского района МССР

№ п. п.	Наименование вредителей	Годы наблюдений и степень вреда																
		1946	1947	1948	1949	1950	1951	1952	1953	1954	1955	1956	1957	1958	1959	1960	1961	1962
1	<i>Aporia crataegi</i> L.			!!!	!!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!
2	<i>Nugmia phaeorrhoea</i> Don.	+	+	!!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!
3	<i>Porthetria dispar</i> L.	+	+	+	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!
4	<i>Malacosoma neustria</i> L.	!!!	+	+	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!
5	<i>Carpocapsa pomonella</i> B.	!!	+	!!	!!	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
6	<i>C. rosana</i> L.	!!!	!!!	!!!	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
7	<i>C. xylosteana</i> L.																	
8	<i>Tmetocera ocellana</i> F.			+	!!!	!!	!!!	+	+	!!!	!!!	!	!!	!!	!!	!!	!!	!!
9	<i>Ancyliis achatana</i> F.				!	!	!!	!!	!!	!!	!!	!	!	!	!	!	!	!
10	<i>p. Pandemis</i>			!!!	+	+	+	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!	!
11	<i>Bryobia redicorzi</i> Reck.				!	!	!!	!!!	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
12	<i>Tetranychys urticae</i> Koch.						!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!	!!!
13	<i>Stephanitis puri</i> F.				!		!	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
14	<i>Cem. Tenthredinidae</i>					!!												

Обозначения: I — вредитель встречается очень редко; II — вредитель встречается редко; III — вредитель активизируется или численность его уменьшается; + — массовый вредитель.

ученых думать, что и яблонную плодоядку можно будет также привлечь в значительных количествах, но практических результатов от таких опытов не получено (Мокржецкий, 1902). Большая часть сообщений относительно привлечения этого насекомого на источники излучения или приманки основана на кажущейся допустимости сравнения одних видов бабочек с другими.

О лову насекомых на свет писал в IV в. н. э. индийский король Судрака (Stermer, 1959). В середине XIX в. уже имелись простые ловушки из фонаря и сосуда с вязкой жидкостью. За период 1860—1880 гг. было запатентовано и разрекламировано много вариантов световых ловушек. Эти ловушки имели широкий сбыт в США и Канаде среди садоводов, но они не оправдали возлагавшихся на них надежд (Slingerland, 1902). Более определенно высказывают мнения о возможности борьбы с совками и яблонной плодоядкой В. П. Поспелов (1906), Сахаров и Струкова (1927).

Наблюдений о лете на свет за период около столетия накопилось достаточно. Однако имеющиеся данные по всем вопросам случайны, противоречивы, экспериментально и теоретически очень слабо обоснованы.

Успех разработки биофизического метода требует непрерывного совершенствования наших знаний по биологии размножения вредных видов с применением более совершенных методов исследования.

Отсутствие сведений о возрастном составе насекомых, в том числе яблонной плодоядки, прилетающих на источники излучения, позволяло сомневаться в целесообразности этого метода вообще.

Яблонная плодоядка начинает летать в гражданские сумерки уже через 15 мин после захода солнца (освещенность — 100 лк, глубина погружения солнца — 3°), однако наиболее массовый лет наблюдается в безлунные ночи, когда освещенность становится меньше 0,0006 лк. Освещенность горизонтальной плоскости в ясную ночь, когда лет бабочек заметно снижается, достигает 0,0005—0,001 лк (т. е. как от лампы в 25 свечей, на расстоянии 335 м).

Однако фактор освещенности для сумеречных и ночных насекомых необходимо рассматривать более детально, так как с заходом солнца большую роль в жизни этих насекомых играет спектральное распределение в спектре излучения неба, особенно невидимая область спектра ультрафиолетового излучения.

В момент вылета яблонной плодоядки естественная ультрафиолетовая облученность соответствует приблизительно 100 мквт/см².

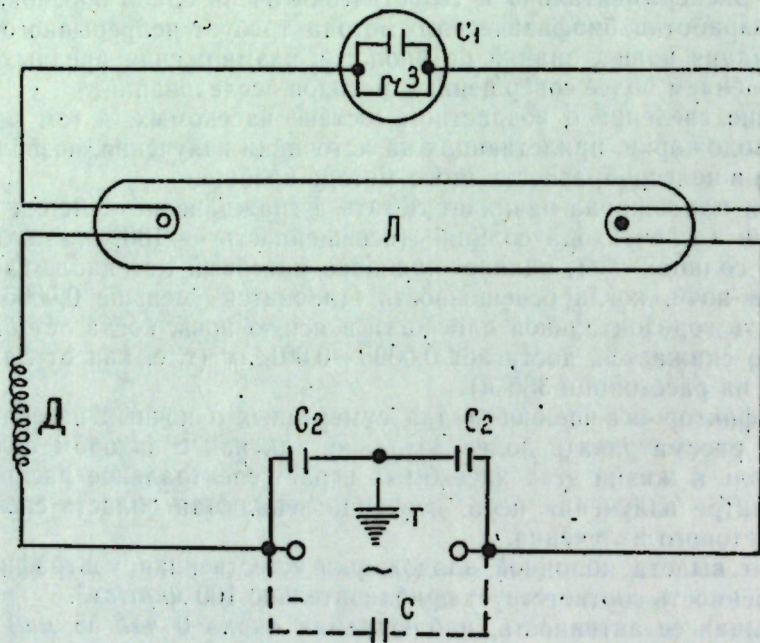
Наименьшая ее активность, наблюдаемая около 0 час 55 мин наступает при облученности порядка 0,003 мквт/см². В этот период 60% всего света ночного неба составляет светимость ночного неба и только 18% — рассеянный солнечный свет. В дни с малой прозрачностью атмосферы (в пасмурные дни) количество ультрафиолетового излучения особенно увеличивается. Одновременно увеличивается и интенсивность лета плодоядки, не только в сумерки, но и днем, который обычно продолжается и в дождь (несомненно при благоприятных других факторах).

Методика измерений и аппаратура

В проводимых ранее работах по привлечению насекомых на ультрафиолетовые излучения исследовались в основном длины волн 365 и источники с излучением в видимой области спектра. Нами были применены помимо известных (ПРК-2 и ПРК-4) источники типов ЭУВ, БУВ и ДС. Это дало возможность впервые исследовать широкий спектр излучения, в том числе с длиной волны 313 и 254.

Излучатель типа БУВ-30 относится к излучателям дальней области ультрафиолетовой радиации (С). Основная часть приходится на излучение с длиной волны 254. Оно обладает сильным бактерицидным действием и только небольшая часть энергии приходится на излучение с $\lambda = 313$ мкм; 365 мкм; 404 мкм; 436 мкм; 548 мкм и 557 мкм.

Излучатель типа ЭУВ-30 принадлежит к источникам излучения в средней области ультрафиолетовой радиации (область В). Максимум энергии соответствует длине волны 313 мкм. Лампы ЭУВ-30 отличаются от обычных ламп дневного света только составом люминофора, покрывающим внутренние стенки лампы, и сортом стекла. Состав люминофора подобран так, что излучаемая ультрафиолетовая радиация относится к области 280—320 мкм. В области 280—420 мкм имеется смешанный спектр излучения, а в видимой — линейчатый. Нормальная мощность лампы 30 Вт. Максимум энергии излучения лампы дневного света приходится на $\lambda = 436$ мкм и убывает в сторону коротковолновой и длинноволновой области, спектр излучения смешанный.



Лампы ЭУВ, БУВ и ДС включаются в электрическую сеть переменного тока с напряжением 220 В. Схема включения этих ламп изображена на рис. 1, где Л — излучатель (ЭУВ, БУВ и ДС), Д — балластный дроссель, З — зажигатель, C_1 — встроенный в зажигатель конденсатор для подавления радиопомех, излучаемых лампой в пространстве, C_2 — конденсаторы для подавления радиопомех, распространяемых в питающую сеть, С — конденсатор для повышения коэффициента мощности установки.

Зажигание лампы осуществляется зажигателем З, включенным в сеть. Для выявления эффективности привлечения яблонной плодовой мушки каждый из этих источников испытывался на специальных установках. Основными узлами этих установок помимо излучателя являются поражающая и собирающая части. Поражающая часть представляет

собой сетку цилиндрического типа, внутри которой размещается источник излучения.

На проволочные электроды (образующие цилиндра) подается напряжение от повышающего трансформатора, заключенного в колпак. Для устранения возможности соприкосновения электродов служат распорки из плексигласа. Подлетевшие насекомые замыкают любую пару проводов и поражаются током, падают на стенки направляющего конуса и собираются в сборник. В тех случаях, когда требовалось сохранение внешнего вида насекомых, напряжение в сетке снималось, а в качестве сборника применялась банка с бензином. В этом случае использовалась потеря устойчивости насекомых при ударе о сетку и замаривание в бензине.

Колпак, помимо размещения в нем повышающего трансформатора, балластного дросселя и стартера для лампы, является защитой от дождя. Высота расположения приборов над поверхностью земли изменялась в пределах 1,0—0,7 м. Для исключения влияния фактора местности приборы менялись местами.

Расчеты трансформаторов

Известно несколько способов уничтожения насекомых: при помощи жидкости, расположенной под световолнушкой (керосин, бензин, вода и др.), за счет втягивающего действия струи воздуха, электрическим током.

Первый способ большое применение находит в службе сигнализации и прогнозов появления вредных насекомых. В данном случае под лампу (источник излучения) подвешивается банка, как было указано выше, наполненная бензином.

Второй способ целесообразно применять во время борьбы с большим количеством насекомых, которых в дальнейшем можно использовать в качестве корма для птиц и других целей.

Но ни первый, ни второй способ не пригодны для защиты садов от вредителей, так как требуют постоянного ухода, а второй способ имеет в своей конструкции вращающиеся механизмы, что ненадежно.

От всех вышеперечисленных недостатков избавлен электрический метод уничтожения насекомых. Принцип действия этого метода очень прост. Источник света окружается сеткой, к которой подводится напряжение. При подлете к излучателю насекомое касается двух электродов, находящихся под напряжением, и погибает. Величина напряжения на поражающей сетке еще точно не известна. По предварительным данным она должна превышать 1500 В.

Приведем и разберем некоторые схемы высоковольтных трансформаторов, применяемых для уничтожения насекомых.

Схема 1-а самая простая. Она обладает тем недостатком, что должна иметь очень малую мощность, чтобы не бояться тока короткого замыкания за счет большого соприкосновения $X_{206} r_{206}$. Если повысить ее мощность, то значительно увеличится I_1 , при коротком замыкании во вторичной обмотке в момент уничтожения насекомого, и трансформатор сгорит.

Схема 1-б. В этой схеме ток через $R_{огр}$ идет только в момент короткого замыкания. Но это получается неконструктивно, так как величина $R_{огр}$ — большая.

Схема 1-в. В схеме 1-в ток все время проходит $R_{огр}$, что вызывает дополнительные потери мощности, но величина $R_{огр}$ меньше, чем в схеме 1-б.

Схема 2 аналогична первой, но для ограничения тока короткого замыкания в первичной цепи стоит дроссель, который допускает работу трансформатора в режиме короткого замыкания (пригодна на любую мощность).

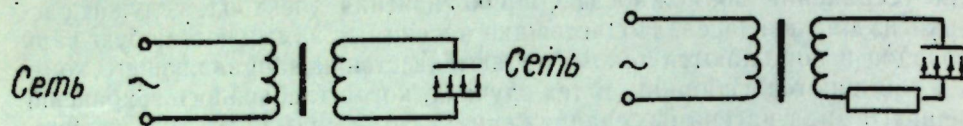


Схема 1-а

Схема 1-б

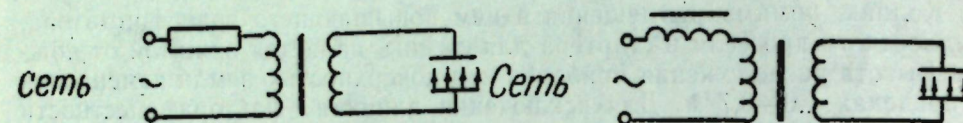


Схема 1-в

Схема 2

Схема 3. Трансформатор с искровым промежутком. Когда насекомое замкнет сетку, тогда пробивается искровой промежуток Р и через насекомое проходит ток. Недостаток данного трансформатора в том, что он не имеет ограничения тока короткого замыкания и может сгореть.

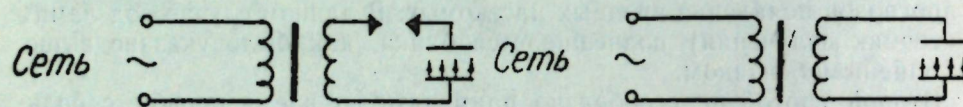


Схема 3

Схема 4

Схема 4. Трансформатор с утечкой магнитного потока в центральный стержень. При возникновении тока короткого замыкания во вторичной обмотке магнитный поток во вторичном контуре почти исчезает и трансформатор не работает за счет насыщения центрального стержня.

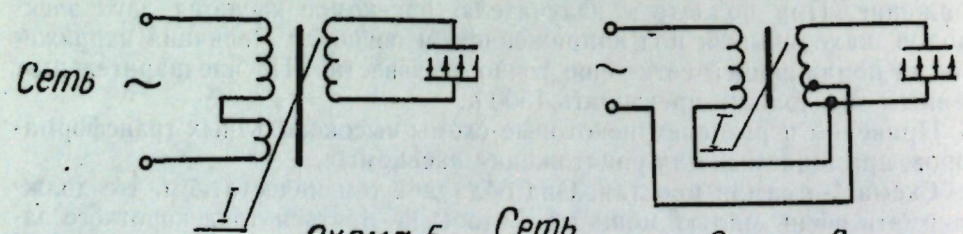


Схема 5

Схема 6

Схемы 5 и 6 имеют дополнительное подмагничивание, но принцип работы аналогичен со схемой 4.

Схема 7 может дать большой ток, в зависимости от сопротивления короткого замыкания и индуктивности дросселя, а также величины емкости С. Недостаток — низкое напряжение на выходе.

Схема 8 обладает большой активностью с конденсатором на низкое напряжение, но сложная, так как требует дополнительно дроссель и конденсатор.

Схема 9. Эта схема имеет тот недостаток, что при устойчивом коротком замыкании во вторичной цепи (что может иметь место при залипании сетки) $I_{кз}$ — недопустимо велик, нет его ограничений.

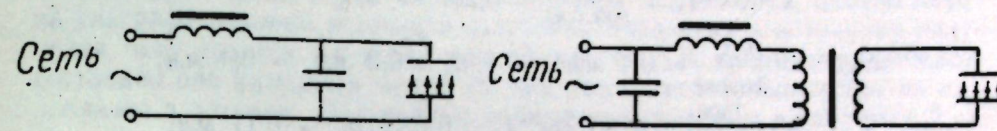


Схема 7

Схема 8

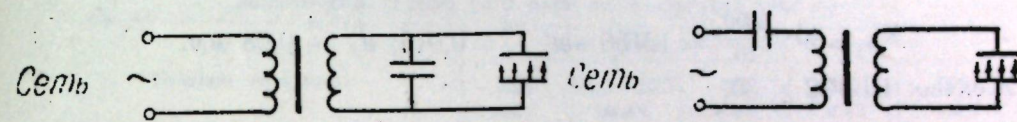


Схема 9

Схема 10

Схема 10. В схеме роль ограничителя тока в первичной цепи играет конденсатор, на который падает все напряжение U_1 , при коротком замыкании во вторичной обмотке трансформатора и на первичную обмотку трансформатора приходится очень малое напряжение.

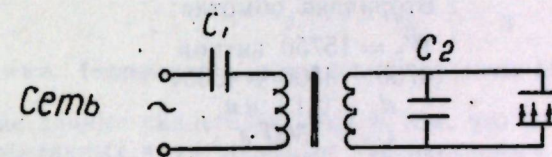


Схема 11

Схема 11. Эта схема дает дополнительный ток короткого замыкания в момент замыкания сетки за счет разряда конденсатора C_2 , по сравнению со схемой 10, но она получается сложнее, так как здесь нужно употребить высоковольтный конденсатор достаточной емкости, чтобы получить большой выигрыш в токе за счет его разряда.

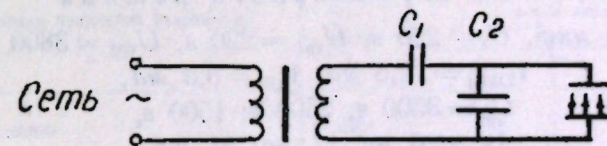


Схема 12

Схема 12. Здесь $I_{кз}$ будет зависеть от C_1 . Наличие емкости C_2 дает возможность повысить ток короткого замыкания во вторичной цепи, но требует двух высоковольтных конденсаторов. C_1 играет роль ограничителя $I_{кз}$.

Расчет трансформатора МБК-50.

$$U_1 \equiv 220 \text{ в. } U_2 = 1500 \text{ в, } U_3 = 2500 \text{ в, } U_4 \equiv 3500 \text{ в,}$$

$$\Delta U \equiv 10\%; \eta = 0,85,$$

$$S_c \equiv 1,3 \sqrt{50} = 9,2 \text{ см}^2 \rightarrow 10 \text{ см}^2.$$

$$I = 45 \frac{220}{10} 990 \text{ в.} \rightarrow 1000 \text{ витков,}$$

$$I_1 = \frac{50}{220 \cdot 0,85} = 0,267 \rightarrow 0,3_a$$

$$S_{\text{м.м}} = \frac{0,3_a}{3a/\text{м.м}^2} = 0,1 \text{ м.м}^2 \rightarrow d_1 = 0,3 \text{ м.м} \rightarrow 0,4 \text{ м.м,}$$

$$W_2 = 45 \cdot \frac{1500}{10} = 6750 \text{ вт, } I_2 = 0,033; d_2 \rightarrow 0,11 \text{ м.м,}$$

$$W_3 = 45 \cdot \frac{2500}{10} = 11250 \text{ вт, } I_3 = 0,020; d_3 \rightarrow 0,09 \text{ м.м,}$$

$$W_4 = 45 \cdot \frac{3500}{10} = 12750 \text{ вт, } I_4 = 0,015; d_4 \rightarrow 0,08 \text{ м.м.}$$

Железо: Ш—32 × 30.

ДАННЫЕ ОБМОТОК

Первичная обмотка:

$$W_1 = 1000 \text{ витков} \\ (300 + 200 + 250 + 250) \\ d_1 = 0,4 \text{ м.м.}$$

Вторичная обмотка:

$$W_2 = 15750 \text{ витков} \\ (6750 + 4500 + 4500) \\ d_2 = 0,13 \text{ м.м,} \\ U_1 = 1500 \text{ в,} \\ U_2 = 2500 \text{ в,} \\ U_3 = 3500 \text{ в.}$$

Железо: Ш—32 × 30

$$P_{1xx} = 0,19 \cdot 220 = 42 \text{ вт,}$$

$$C = 1,5 \text{ мкф,}$$

$$P_{1кз} = 0,17 \cdot 220 = 38 \text{ вт.}$$

Данные оптимального режима

$$C = 1,5 \text{ мкф, } U_1 = 220 \text{ в, } U_{\text{тр1}} = 220 \text{ в, } U_{\text{тр2}} = 3800 \text{ в,}$$

$$I_{2\text{дуги}} = 12,5 \text{ ма, } I_{2кз} = 5,5 \text{ ма,}$$

$$U_2 = 3500 \text{ в; } 2500 \text{ в; } 1500 \text{ в,}$$

$$I_{2кз} = 6 \text{ ма; } 11 \text{ ма; } 21 \text{ ма.}$$

Таблица опыта:

С (мкф)	0,5	1	2	3	4	5	1,5
U сети (в)	210	210	210	220	220	220	220
U тр1 (в)	150	200	240	260	280	300	220
U тр2 (в)	2800	3400	4200	4500	4800	4900	3800
U конд (в)	210	380	420	450	460	480	415
I _{1xx} (ма)	58	120	320	460	600	700	190
I _{1кз} дуги	—	—	400	500	600	800	165
I _{1кз} металл	34	60	130	200	260	300	100
I _{2кз} дуги	—	14	15	19	21	25	12,5
I _{2кз} металл	2	4	7	11,5	15	20	5,5

Результаты исследований

В результате проведенной работы получены следующие результаты. Все листовертки, в том числе и яблонная плодоярка, охотно летят на ультрафиолетовые источники излучения. Подлетая к источнику излучения, они садятся на экран или вблизи его. В таком неподвижном состоянии они находятся минут 20—30, после чего большинство из них попадает в ловушку. Полученные данные представлены в таблицах 2, 3.

Таблица 2

Сравнительный лет бабочек из семейства листоверток на различные излучатели (сумма за 9 дней июля—августа 1962 г.)

Название листоверток	Кол-во особей, прилетевших на излучатели				
	254 м.мк	313—325 м.мк	436 м.мк	365 м.мк	600 м.мк
Всего прилетело	42	174	14	36	3
в том числе:					
Смородиной	18	69	5	14	1
Ивовой	18	70	6	7	2
Почковой	6	25	3	15	0

Примечание. Температура в период опыта составляла 14,8—25,6°.

Полученные данные свидетельствуют о том, что из всех источников излучения, испытанных нами, наиболее перспективным для листоверток является излучатель с максимумом излучения 313 м.мк. На указанный излучатель хорошо летят основные сумеречные вредители с.-х. растений.

Таблица 3

Сравнительный лет бабочек яблонной плодоярки на различные излучатели (сумма за 9 дней)

Максимум излучения излучателя	Количество особей		
	всего	в том числе:	
		♀	в %
254 м.мк	189	90	48
313—325 м.мк	654	273	42
436 м.мк	168	58	35
365 м.мк	89		
600 м.мк	12	4	33

Примечание. Температура в период проведения опыта составляла 14,8—25,6°.

В подтверждение сказанному о прилете насекомых на источники излучения в коротковолновой части спектра являются опыты, проведенные при матировке поверхности ламп ПРК-2 (сдвиг в более коротковолновую область). Так, на прибор ПРК-2 (матированную) за 9 дней прилетело 1900 бабочек яблонной плодоярки, а на обычную—только 1210.

Возрастной состав яблонной плодовой, прилетающей на ультрафиолетовые источники излучения

Отсутствие сведений о возрастном составе насекомых позволяет до сих пор сомневаться в целесообразности разработки биофизического метода борьбы с сумеречными вредителями.

Определение физиологического возраста насекомых представляет как практический, так и теоретический интерес.

Разумеется, что электросветоловушки полезны и нужны только в том случае, если они вылавливают молодых бабочек до начала яйцекладки или в первые дни ее, и совершенно бесполезны, если они привлекают только старых, опорожненных бабочек, отложивших уже большое количество яиц.

Результаты обработки материалов по возрастному составу приведены в таблице 4.

Таблица 4

Возрастной состав яблонной плодовой, прилетевшей на излучатели в 1962 г. (средняя плодовитость в зависимости от возраста)

Излучатели (максимум излучений)	Всего особей	В том числе по количеству сперматозоидов и возрасту						
		1 день 0	1-2 дня 1	2-3 дня 2	3-4 дня 3	свыше 4-х дней		
						4	5	6
и ю л ь								
254 м.мк	105	252	146	100	123	—	—	—
313 м.мк	124	173	133	100	123	—	—	—
365 м.мк	413	134	133	121	120	72	—	—
436 м.мк	32	152	135	88	146	—	—	—
а в г у с т								
254 м.мк	78	157	126	110	90	—	54	48
313 м.мк	182	121	112	91	101	55	65	—
365 м.мк	382	116	95	78	71	65	74	—
436 м.мк	9	—	80	78	43	—	—	—
600 м.мк	44	—	103	85	62	48	—	—

Таблица 5

Возрастной состав яблонной плодовой, прилетевшей на излучатели в 1962 г. (в % по количеству сперматозоидов и возрасту)

Месяц	Всего особей	в % по количеству сперматозоидов и возрасту						
						более 4 дней		
		1 день 0	1 день	2-3 дня	3-4 дня 3	4	5	6
Июль . . .	683	8,3	44,1	36,7	10,8	1,0	0,3	—
Август . . .	695	5,2	53,3	28,7	9,2	2,4	0,5	0,1

Из данных, приведенных в таблицах 4—5, видно, что на все источники излучения летят молодые самки, не оплодотворенные или же оплодотворенные, но с большим запасом яиц. Разница в количестве яиц может объясняться тем, что для анализа взято неодинаковое количество особей. Только единичные особи прилетают после яйцекладки, то есть из 1500 проанализированных самок только одна самка прилетела после яйцекладки (6 сперматозоидов).

Учет урожая с опытного участка показал, что с помощью светильников типа ПРК можно с успехом вести борьбу со всеми сумеречными вредителями плодового сада.

В пользу биофизического метода борьбы с вредителями садов говорит то обстоятельство, что на участке, где применялись светильники, численность энтомофагов к концу сезона значительно увеличилась. Из собранных 10 588 зимующих гусениц яблонной плодовой 4248 оказались зараженными паразитами, или 40% против 20% в контроле; усилилась также деятельность трихограммы и других энтомофагов.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Т. Аристов, 1936, Распространение и зоны вредности яблонной плодовой в СССР, итоги ВИЗР за 1935 г.
2. В. П. Васильев, 1951, Экологические условия развития и зональное районирование распространения яблонной плодовой в УССР. Сб. раб. по защ. растен. Укр. и-и ин-та плодводства, вып. 32, Киев.
3. В. П. Васильев, 1952, Экологические основы построения системы мероприятий по борьбе с вредителями плодовых культур в УССР (Автореф. диссерт.), Киев.
4. Витковский, 1912, Яблонная плодовая и простейшие способы борьбы с нею, Кишинев.
5. М. А. Гонтаренко, 1954, Разработка химических мероприятий в борьбе с яблонной плодовой. Труды Молд. станции защиты растений. Кишинев.
6. М. И. Жигальцева, 1954, Биологическое обоснование химических мероприятий в борьбе с листовертками в колхозных промышленных садах Слободзейского р-на МССР. Сб. тр. Молд. станции защиты растений. Кишинев.
7. В. П. Невский, 1937, Насекомые, вредящие плодовым культурам в средней Азии, Ташкент.
8. В. П. Невский, 1937, О причинах колебаний численности популяции яблонной плодовой, Тр. Среднеазиатского ин-та. Ташкент.
9. С. А. Мокржецкий, 1902, Яблонная плодовая. Естеств. история, значение ее в плодводстве и меры борьбы с нею. Симферополь.
10. В. П. Поспелов, 1906, О ловле бабочек на свет и на приманки, «Хозяйство», 34.
11. Н. Сахаров, Струкова, 1927, К вопросу изучения ночной энтомофауны и в частности бабочек сем. Noctuidae «Оп. агроп.» Юго-вост. IV, IV, II, 249—262.
12. Н. А. Севастьянов, 1916, Наблюдения над яблонной плодовой, ч. I, естественная история плодовой и методика ее изучения, Туркестан. энтомол. станция при упр. Землед. и госимущ. в Туркестанском крае.
13. Я. В. Чугунин, 1950, Физиологический календарь по защите плодового сада от вредителей и болезней, изд. 2, Симферополь.
14. Л. В. Чехович, 1912, Садоводство в приднестровском районе, современные его нужды и ближайшие средства к их разрешению. Тр. I Бессар. губернии агроном. совещания. Кишинев.
15. Н. В. Успенская, 1935, Причины колебания численности плодовой. Итоги ВИЗР.
16. P. Vovey, 1955, Les actions secondaires des traitements antiparasitaires les populations d'insectes et d'acariens nuisibles. Schweiz Landwirtsch. Monatsh. 33, 9—10.
17. H. E. Hinton, 1955, Insecticides and balance of animal populations. Sci. Progr.
18. C. R. Gultight, 1955, Increasing complexity in the apple spray program J. Econ. Entomol. 48, 3.
19. Savel, 1955, Quelques consequences de la lutte chimique sur les equilibres biologiques Prod. pharmac. 10, 12.
20. Solomon, 1955, Das Gleichgewicht von insektenbevölkerungen und die chemische Schädlings bekämpfung. Z. angew. Entomol. 37, 1.
21. H. T. Stultz, 1955, The influence of spray programs on the fauna of apple orchards in Nova Scotia VIII. Natural enemies of the eyespotted bud-moth, Spilonota ocellana F. Canad Entomologist, 87, 2.

22. R. A. Stermer, 1959, Spectral response of stored product insects to electromagnetic radiation. J. econ. ent. 52, 5.
 23. M. V. Slingerland, 1902, Span. Lanterns or mothcatchers Cornell. Univ. agr. exp. Station. Bull. 202.

М. И. ЖИГАЛЬЦЕВА, С. М. ЧЕРНОБРОВИНА, С. Н. ГНИЛЮК

ЧЕРЧЕТАРЯ ЕФЕКТИВІТАЦІЙ ІНСТАЛАЦІЙ ЛОР КУ ДИФЕРІТЕ СУРСЕ ДЕ ЛУМІНЭ ПЕНТРУ КОНЦЕНТРАРЯ ШІ НІМІЧИРЯ ВЭТЭМЭТОРИЛОР ДЕ МЕРЕ

Резумат

Се експун резултателе черчетэрилор, каре доведеск посибилитатя фолосирій диферитор сурсе де луминэ пентру концентраря ши нимичиря вэтэмэторилор де мере ши алтор вэтэмэторь ай ливезилор.

СОДЕРЖАНИЕ

- Б. Р. Лазаренко, М. К. Болога, Ю. Н. Пауков. К вопросу о кавитации и вызываемой ею эрозии 2
 Ю. Н. Петров. Перспективы получения износостойких электролитических железных покрытий 3
 И. С. Сафронов. Структура поверхностного слоя после искрового легирования стали 3
 Ю. Т. Бурбуля, Г. М. Левин, А. Г. Сикорский. Об измерении степени ионизации высокотемпературных газов 3
 Э. Я. Зафрин, А. Ф. Дерендовский. О возможности управления процессами горения в двигателях воздействием электрических полей 4
 Н. Ф. Бабой, М. К. Болога, К. Н. Семенов. Воздействие электростатических полей на теплоперенос 5
 С. П. Фурсов. Некоторые особенности регулируемого электропривода с бестрансформаторным выпрямителем 6
 М. С. Фикс. Схемы генераторов лучистой энергии для привлечения летающих форм сельскохозяйственных вредителей 7
 М. И. Жигальцева, С. М. Чернобровина, С. Н. Гнилюк. Исследования эффективности установок с различными излучателями для привлечения и уничтожения яблонной плодожорки 7

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК МССР
№ 5

Редактор Т. Плинка.
Художественный редактор Л. Кирияк.
Технический редактор Т. Курмаева.
Корректор Ф. Юсим.

Сдано в набор 31/X 1964 г. Подписано к печати 31/XII 1964 г.
Формат бумаги $70 \times 108^{1/16}$. Печатных листов 8,05. Уч.-изд.
листов 7,09. Тираж 500. ЛБ05748. Цена 45 коп.
Заказ № 2433.

Издательство «Карта Молдовеняскэ».
Кишинев, ул. Жуковского, 44.

Кишинев, Полиграфкомбинат, Госпитальная, 32.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
37	2 сверху	$\alpha \equiv \frac{2\pi e^2 n}{mc} \left(\frac{\omega_1}{\omega_2 + \omega} \right) \sqrt{\mu_1}$	$\alpha = \frac{2\pi e^2 n}{mc} \left(\frac{\omega_1}{\omega^2 + \omega} \right) \cdot \sqrt{\mu_1}$
39	5 »	(J_u)	(J_u)
39	10 »	$J_u = \frac{u}{R_M}$	$J_u = \frac{U}{R_M}$
58	18 »	$El = \frac{4r^2 \cdot \delta \cdot \tau^2 \cdot (T - T_0) \cdot E^2 r \cdot N_L \cdot \left(\beta + \frac{2P^2}{3kT} \right)}{\eta^2 \cdot M}$	$El = \frac{4r^2 \cdot \delta \cdot \tau^2 (T - T_0) \cdot E^2 r \cdot N_L \left(\beta + \frac{2P^2}{3kT} \right)}{\eta^2 \cdot M}$
58	17 снизу	$V = \frac{E^2 r \cdot \left(\beta + \frac{2P^2}{3kT} \right)}{4r \cdot M \cdot g}$	$V = \frac{E^2 r \left(\beta + \frac{2P^2}{3kT} \right)}{4r \cdot M \cdot g}$
58	22 сверху	N_l	N_L
58	20 снизу	$Nu_{el} = 0,0034 \cdot Gr \cdot Pr \cdot V \cdot (+0,00008 \cdot V)$	$Nu_{el} = 0,0034 \cdot Gr \cdot Pr \cdot V \cdot (1 + 0,00008 \cdot V)$
68	1 »	трехфазовый	трехфазный