

ПРОФЕССИОНАЛЬНОЕ МАСТЕРСТВО

О.М. Черный

ЭЛЕКТРОДУГОВАЯ СВАРКА

ПРАКТИКА
И ТЕОРИЯ

Серия «Профессиональное мастерство»

О.М. ЧЕРНЫЙ

ЭЛЕКТРОДУГОВАЯ СВАРКА: ПРАКТИКА И ТЕОРИЯ

*Издание второе,
дополненное и переработанное*

Ростов-на-Дону

«Феникс»

2009

УДК 621.7

ББК 34.64

КТК 2360

Ч-49

*Автор благодарит руководство ОАО «Роствертол»
за оказанную помощь.*

Черный О.М.

Ч-49

Электродуговая сварка : практика и теория / О.М. Черный. — Изд. 2-е, доп. и перераб. — Ростов н/Д : Феникс, 2009. — 319 с. : ил. — (Профессиональное мастерство).

ISBN 978-5-222-14916-4

В пособии предложены технические решения многих практических проблем электрической сварки. Рассмотрены многочисленные решения теоретических и вопросов по электродуговой сварке, которые ранее в сварочной литературе не рассматривались. Найдены и подробно рассмотрены три новых силы, которые ранее не учитывались в теории сварки.

Книга будет полезной не только специалистам-сварщикам, но и физикам, занимающимся вопросами электрической дуги, и студентам, желающим углубить свои знания.

ISBN 978-5-222-14916-4

УДК 621.7

ББК 34.64

Учебное издание

ЧЕРНЫЙ Олег Михайлович

ЭЛЕКТРОДУГОВАЯ СВАРКА: ПРАКТИКА И ТЕОРИЯ

Ответственные редакторы *А. Михайленко*

Технический редактор *Г. Логвинова*

Корректор *Л. Михайлова*

Компьютерная верстка: *А. Басов*

Макет обложки: *И. Лойкова*

Сдано в набор 15.09.2008. Подписано в печать 14.10.2008.

Формат 84×108 1/32. Бумага типографская № 2.

Тираж 2 000 экз. Заказ №

ООО «Феникс».

344082, г. Ростов-на-Дону, пер. Халтуринский, 80.

© Черный О.М., 2009

© Оформление. ООО «Феникс», 2009

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

В предлагаемом вниманию читателей втором издании рассмотрены практические способы устранения разбрызгивания металла при сварке в CO_2 , увеличение вязкости сварных швов и улучшение их формирования. Предложены два различных механизма подачи проволоки, расположенные в валу электродвигателя, что значительно снижает габариты и вес подающего устройства. Предложены различные способы многократного увеличения срока службы мундштуков и способ возбуждения дуги с первого касания электрода с изделием и т.д.

Неоднократно уточнено уравнение баланса энергии на катоде. Предложена формула для определения ионной доли тока в катодной области. Разработана формула для расчета работы выхода электронов из жидких металлов при различных температурах, вплоть до температур, превышающих их температуры кипения. Определен механизм эмиссии электронов из металлов. Предложена модель распределения плотности тока, температуры и скорости газовых потоков в реальной сварочной дуге. Установлена зависимость энергии ионизации атомов от температуры плазмы. Впервые установлена причина поднятия жидкого металла над ванной при горении дуги с неплавящегося электрода и т.д.

Во втором издании введена глава 2 и частично глава 3. Глава 1 дополнена разделами 1.11, 1.12, 1.13 и 1.14; глава 4 — разделами 4.21 и 4.22; глава 5 — разделом 5.6; глава 6 (дополнения) — разделами 6.2–6.5.

Изменениям подверглись разделы 1.1, 3.4 (2.22), 4.1 (2.1), 4.6 (2.6), 4.7 (2.7), 4.9 (2.9), 4.10 (2.10), 4.11 (2.11), 4.12 (2.12), 4.13 (2.13), 4.16 (2.16), 4.17 (2.17) — в скобках указаны разделы первого издания.

Это издание может заинтересовать не только специалистов-сварщиков, но и физиков, занимающихся вопросами электрической дуги, а также студентов, стремящихся глубже познать практические и теоретические вопросы электродуговой сварки и физики дуги.

ПРАКТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СВАРКИ

1.1. Устранение разбрызгивания и улучшение формирования сварных швов при сварке в углекислом газе

В настоящее время в промышленности наибольшее распространение получила сварка в CO_2 , которая наряду с достоинствами имеет и ряд недостатков, основными из которых являются: повышенное разбрызгивание, достигающее 8...9 и более процентов, неудовлетворительное формирование сварных швов и образование подрезов при повышенной скорости сварки.

Цель настоящего раздела — показать преимущества процесса сварки в CO_2 проволокой с покрытием из K_2CO_3 в сравнении со сваркой обычной очищенной проволокой.

Покрытие из K_2CO_3 на поверхность проволоки наносится в процессе ее очистки из водного раствора с сопутствующим выпариванием воды проходящим по проволоке током. Подводимое к проволоке напряжение находится в пределах 10...18 В, что позволяет нагреть проволоку до $\sim 200^\circ\text{C}$, при этом проволока не разупрочняется. Расход K_2CO_3 на 1 тонну проволоки составляет ~ 100 г, а толщина покрытия $(2...4) \cdot 10^{-3}$ мм, в результате чего вся поверхность проволоки приобретает однородный матово-серый цвет. Вследствие длительного охлаждения проволоки в кассете из ее поверхностного слоя удаляется водород и азот [76, 25, 60], что способствует тому, что сварные швы, сваренные такой проволокой, имеют значительно большую вязкость по сравнению со швами, сваренными этой же проволокой, но без покрытия. Этот эффект можно увеличить, если кассеты с проволокой с покрытием из K_2CO_3 накрывать теплоизоляционным материалом сразу после снятия со станка очистки проволоки. В связи с тем, что K_2CO_3 является более активным, чем сода (Na_2CO_3), проволока в процессе нанесения покрытия дополнительно очищается, что способствует меньшей засоряемости шлангов полуавтоматов.

Покрытие достаточно прочно сцепляется с проволокой и процесс сварки не нарушается, даже если перед сваркой по проволоке проводили рукавицей или рукой. Кроме того, это покрытие предохраняет проволоку от образования ржавчины. Так, при хранении под открытым навесом в дождливую погоду на очищенной проволоке марки Св-08Г2С следы ржавчины появляются через 1...2 дня, на проволоке в состоянии поставки — через 7...9 дней, а на проволоке с покрытием из K_2CO_3 — через 18...19 дней.

Сварка такой проволокой производится на обратной полярности на тех же режимах, что и обычной проволокой, но в некоторых случаях необходимо несколько уменьшить напряжение сварки, что косвенно обеспечивает уменьшение расхода электроэнергии. Длина дуги над поверхностью изделия должна составлять 1...2 мм, это способствует более рациональному использованию энергии, выделяющейся в столбе дуги, так как дуга большей своей частью находится в кратере сварочной ванны и ее тепло в большей степени передается свариваемым деталям. При сварке такой проволокой наблюдается струйный перенос металла с характерным конусом жидкого металла на торце электрода. Разбрызгивание составляет $\approx 1,5\%$. Редкие, очень мелкие брызги легко удаляются с поверхности сварного соединения рукавицей, не оставляя на нем следов. При сварке же обычной проволокой брызги довольно крупных размеров зачастую привариваются к поверхности изделия, что нарушает поверхностный слой металла, нагартованный при прокатке листов или же при протяжке через фильеры в случае сварки профилей и труб, что способствует образованию ржавчины и увеличивает возможность образования трещин в этих местах при эксплуатации сварного соединения.

В результате малой длины дуги над поверхностью изделия и значительного газового потока из ванны, которые хорошо видны в процессе сварки и охватывают электрод, а также препятствуют попаданию паров с изделия в ванну, такая прово-

лока позволяет сваривать изделия, на поверхности которых имеются толстые покрытия, например, покрытие, изготовленное путем напыления алюминия, либо без дополнительных мер, способствующих снижению содержания материала покрытия в металле шва, либо с минимальным их применением. При этом разбрызгивание при сварке минимально, как и при сварке сталей без покрытия, что способствует целостности покрытия вблизи зоны сварного шва.

Наличие в столбе дуги калия приводит к расширению столба, что вызывает некоторое увеличение ширины сварного шва и образованию плавного перехода от валика к основному металлу.

При сварке в «лодочку» такой проволокой на скорости 20...90 м/ч поверхность сварного шва на малых и средних скоростях сварки плоская, а на повышенных, начиная с ~ 70 м/ч, слегка выпуклая и с увеличением скорости сварки выпуклость несколько увеличивается. При этом во всем диапазоне скоростей наблюдается плавный переход от сварного шва к основному металлу. А при сварке обычной проволокой во всем диапазоне скоростей сварки наблюдается заметная выпуклость сварного шва, которая с увеличением скорости сварки существенно увеличивается. При этом на скоростях ~ 70 м/ч появляются единичные подрезы, частота появления которых увеличивается с увеличением скорости сварки.

В результате улучшения формирования сварных швов экономится от 10 % проволоки при скорости сварки 20 м/ч, до 30 % проволоки — при скорости сварки 90 м/ч, а на средних скоростях сварки с учетом уменьшения расхода проволоки на разбрызгивание — 20...25 % проволоки. В результате этого уменьшается общий расход электроэнергии, идущей на образование сварного шва, даже с учетом нагрева проволоки в процессе изготовления. Расход электроэнергии на разогрев проволоки в процессе ее изготовления можно считать необходимым для улучшения механических свойств сварных швов, в частности, увеличения вязкости и уменьшения вероятности

порообразования [16, 25, 60] и не учитывать в расчете по снижению расхода электроэнергии при использовании проволоки с покрытием из K_2CO_3 , так как такой подогрев может осуществляться и для обычной проволоки без покрытия для улучшения ее эксплуатационных свойств. При нагреве проволоки проходящим через нее током затрачивается меньше электроэнергии, чем при нагреве ее в термопечи, так как не требуется нагревать саму термопечь, как правило, имеющую большую массу для теплоизоляции. Кроме того, достаточно высокая стоимость термопечи и требующаяся достаточно частая замена термоэлементов делает невыгодным применение термопечей по сравнению с предлагаемым способом нагрева проволоки, который также позволяет уменьшить рабочую площадь, требуемую для такой технологической подготовки проволоки.

В связи с меньшей кривизной сварного шва при сварке угловых соединений (не в «лодочку») при одной и той же скорости подачи проволоки увеличивается скорость сварки на столько же процентов, на сколько процентов экономится проволока за счет уменьшения выпуклости сварного шва. Это при сварке на повышенных и средних (близких к повышенным) режимах автоматически, при постоянном катете шва, увеличивает скорость сварки на 15...20 %, что позволяет затрачивать меньше времени и электроэнергии на сварку одних и тех же конструкций в сравнении с очищенной проволокой без покрытия.

При необходимости вместо K_2CO_3 на поверхность проволоки можно наносить Na_2CO_3 . Эти покрытия можно наносить на поверхность любой сварочной проволоки, например, медной для сварки в азоте, проволоки, выполненной из нержавеющей стали, для сварки в углекислом газе или проволоки с омедненной поверхностью.

Изготовление проволоки с покрытием из K_2CO_3 возможно на любом станке очистки проволоки после незначительной и недорогостоящей его модернизации. При необходимости ра-

бочие чертежи по модернизации станка очистки проволоки может разработать автор настоящего издания*.

Вывод

Процесс сварки проволокой с покрытием из K_2CO_3 при сварке в CO_2 на обратной полярности позволяет улучшить качество и механические свойства сварных швов и уменьшает расход проволоки на 15...25 % по сравнению со сварной проволокой без покрытия, одновременно увеличивая скорость сварки при одном и том же катете сварочного шва.

1.2. Увеличение вязкости сварных швов с помощью приставки к станкам очистки сварочной проволоки

Большинство сварных конструкций, как правило, в той или иной степени работают в условиях вибрационных нагрузок. При этом, как известно, чем больше вязкость сварных швов, тем долговечнее и надежнее будет и сварная конструкция. Хрупкости сварных швов способствуют газы, находящиеся в верхнем слое сварочной проволоки, например, водород. Известно, что для удаления этих газов сварочную проволоку перед сваркой необходимо подогреть до 200 °С [16, 25, 60]. Однако необходимые для этого термошкафы очень дороги, занимают много места и обладают большой тепловой инерцией, что требует значительного расхода электроэнергии, а также специального обслуживания.

Чтобы избежать этого, сварочную проволоку можно подогреть непосредственно при ее очистке на станке очистки

* Черный Олег Михайлович, 344000, г. Ростов-на-Дону, пр. Соколова, 51, кв. 54.
Д.т. (863) 264-95-73.

проволоки, добавив к нему приставку в виде двух электрически изолированных от корпуса станка очистки проволоки роликов, подводящих ток к сварочной проволоке во время ее очистки. При прохождении проволоки через станок, после выхода ее из очищающего устройства, она должна достаточно плотно прижиматься под собственным натягом к свободно вращающимся роликам, установленным на расстоянии 1,2...1,8 м друг от друга. Один из роликов устанавливается на корпусе станка сразу после выхода проволоки из устройства для ее очистки, а другой устанавливается на укладчике проволоки в кассету. Оба токоподводящих ролика должны быть изолированы от корпуса станка.

К роликам через их боковую поверхность подводится ток с помощью токоподводящих графитовых щеток, контакт которых с боковой поверхностью роликов должен быть как можно ближе к осям вращения роликов. Питание этого устройства осуществляется от обычного маломощного сварочного аппарата постоянного или переменного тока. К роликам подводится напряжение не более 20 В. При этом нагрев проволоки проходящим через нее током, не зависит от ее диаметра, что упрощает эксплуатацию приставки.

С помощью этой приставки достигается увеличение вязкости сварных швов в 1,5...2 раза. Срок годности такой проволоки 1...2 суток. Увеличить срок годности сварочной проволоки можно, если при очистке ее пропускать через небольшую емкость с водным 10 % раствором K_2CO_3 . Наличие очень тонкого слоя K_2CO_3 на поверхности сварочной проволоки увеличивает ее срок годности до 6...7 суток и обеспечивает лучшее прохождение сварочной проволоки через шланги сварочных полуавтоматов, предотвращая их засорение. Кроме того, при пропускании сварочной проволоки через 10 % раствор K_2CO_3 с последующим высушиванием ее поверхности проходящим током на ней остается слой K_2CO_3 в количестве 0,1 кг K_2CO_3 на 1000 кг сварочной проволоки, что обеспечивает практически полное устранение разбрызгивания металла

при сварке и улучшает формирование сварного шва. Это обеспечивает увеличение скорости сварки при одном и том же расходе сварочной проволоки. Аналогичные операции можно проводить и с омедненной проволокой.

Кроме увеличения вязкости сварных швов, в результате подогрева сварочной проволоки уменьшается пористость швов, что дополнительно увеличивает их качество.

Если сварочная проволока поступает на предприятие в кассетах, то описанную выше обработку сварочной проволоки можно проводить при перемотке ее с одной кассеты на другую.

При необходимости автор может оказать помощь при разработке описанной приставки, ее изготовлении и эксплуатации.

Вывод

Предложена приставка к станкам очистки проволоки, позволяющая увеличить вязкость и качество сварных швов.

1.3. Механизм для подачи сварочной проволоки

В настоящее время механизмы для подачи сварочной проволоки на сварочных автоматах и полуавтоматах состоят из электродвигателя, редуктора и подающих роликов. Наиболее дорогостоящими и материалоемкими являются электродвигатель и редуктор, что усложняет и удорожает сварочные устройства, особенно подающий механизм полуавтоматов. Последние часто применяют на работах, где необходима повышенная маневренность, а значит, малые габаритные размеры и масса подающего механизма. В настоящем разделе и в работе [1] предлагается новый подающий механизм для сварочной проволоки, в котором отсутствует редуктор, а электродвигатель имеет небольшие габаритные размеры и массу.

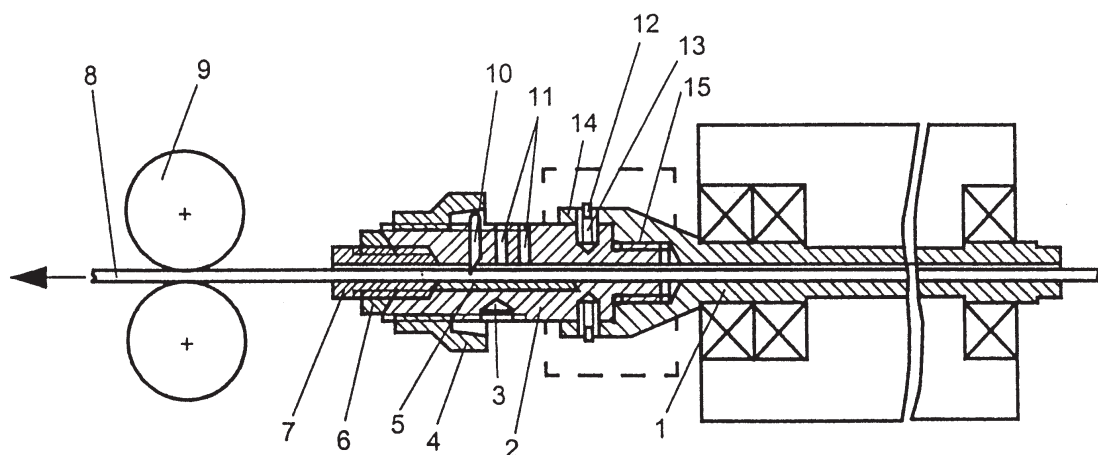


Рис. 1. Схема устройства для подачи сварочной проволоки

На рис. 1 приведена одна из возможных схем установки подающего механизма на валу электродвигателя. Сменная втулка 2 крепится на валу 1 резьбовым соединением 15 и центрирующими поверхностями 14 с плотной посадкой для устранения биения сменной втулки относительно вала. Для предотвращения выкручивания втулки предусмотрены винты 13 и стопорное кольцо 12. Прижимная гайка 4 прижимает клин 10 к поверхности сварочной проволоки 8, частично вдавливая его. Прижим 7 закрепляет во втулке сменную износостойкую прокладку 5, которая может быть выполнена в виде сегмента из полого цилиндра или в виде полого цилиндра с пазом под прямоугольные отверстия 11, что значительно проще. Контргайка 6 предотвращает раскручивание прижима во время работы электродвигателя. Внутренние поверхности контргайки и прижима конические. Прямоугольные отверстия 11 предназначены для ступенчатого регулирования скорости подачи сварочной проволоки путем перестановки клина 10 из одного отверстия в другое и расположены под разными углами к оси сварочной проволоки. Отверстие 3 устраняет биение сменной втулки. Прижимные ролики 9 предотвращают вращение проволоки вместе с валом электродвигателя.

Поступательное движение проволоки осуществляется следующим образом. При вращении вала электродвигателя клин проворачивается вокруг проволоки. Поскольку враще-

нию проволоки вместе с валом препятствуют прижимные ролики, то клин, находясь под определенным углом к оси проволоки, выталкивает ее из вала либо в сторону горелки, либо в противоположную сторону в зависимости от направления вращения электродвигателя. При этом усилие проталкивания велико и соответствует усилию при подаче проволоки обычным роликовым механизмом, так как в обоих случаях используется один и тот же принцип: вдавливание в поверхность проволоки выступа на поверхности подающего ролика, а в предлагаемом устройстве — клина.

При таком механизме подачи для получения требуемой скорости подачи сварочной проволоки необходимо, чтобы вал электродвигателя вращался со скоростью 1000–3000 об/мин. Это позволяет значительно уменьшить габаритные размеры и массу электродвигателя. Ступенчатая регулировка скорости подачи проволоки производится установкой клина в различные прямоугольные отверстия, выполненные под разными углами к оси проволоки. Плавная регулировка скорости подачи производится изменением напряжения на электродвигателе. Кроме возможности уменьшения массы электродвигателя и исключения редуктора, предлагаемое устройство позволяет также при необходимости улучшить перенос электродного металла. Этого можно достигнуть, если ось вала электродвигателя сместить вверх или вниз относительно плоскости, в которой расположена ось сварочной проволоки в прижимных роликах, что позволяет подавать проволоку толчками с регулируемой амплитудой и частотой. Амплитуда регулируется смещением оси вала относительно оси проволоки в роликах, а частота — частотой вращения вала электродвигателя. Поскольку скорость вращения вала составляет 1000–3000 об/мин, то частота вибрации сварочной проволоки составит также 1000–3000 колебаний в минуту, что улучшит параметры переноса электродного металла. Кроме того, вибрация такой частоты значительно уменьшит усилие при прохождении проволоки через шланг полуавтомата (уменьшится сила трения), что

в свою очередь позволит снизить усилие на клине и облегчит условия работы подающего механизма, а также снизит требования к чистоте канала, по которому проходит сварочная проволока в шланге полуавтомата.

Абсолютно полностью устранить биение сменной втулки при вращении вала невозможно, поэтому на передней части вала желательно установить два подшипника, а вместо заднего подшипника — самоцентрирующийся подшипник. Можно также отказаться от сменной втулки, а клин вместе с прижимной гайкой, прижимом, контргайкой и сменной износостойкой прокладкой располагать непосредственно на валу электродвигателя, что позволит уменьшить длину подающего механизма, т. е. исключить ту часть устройства, которая на рис. 1 обозначена штриховой линией, а также устранить часть сопрягаемых поверхностей.

При трении проволоки об износостойкую прокладку возможно выделение большого количества теплоты. Поэтому перед электродвигателем можно установить малогабаритную крыльчатку, что при больших оборотах вала обеспечит достаточное охлаждение. Крыльчатку можно также установить и в задней части электродвигателя и направлять воздух через отверстие к валу.

Возможность практического использования предлагаемого механизма подачи проволоки проверена экспериментально. На рис. 2 приведено устройство, имитирующее предлагаемый механизм: в валу устройства выполнено осевое отверстие, через которое проходит сварочная проволока, к которой прижимной гайкой прижат клин. Вал зажимался в патроне токар-

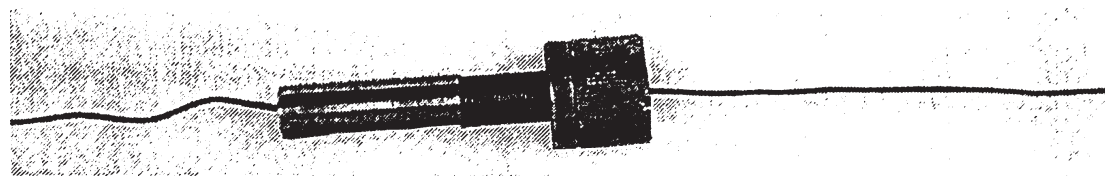


Рис. 2. Экспериментальная модель подающего устройства

ного станка, а проволока удерживалась от вращения вместе с валом пассатижами. В зависимости от числа оборотов патрона токарного станка изменялась скорость подачи проволоки.

1.4. Механизм подачи сварочной проволоки, расположенный в валу электродвигателя

В настоящее время применяются механизмы для подачи сварочной проволоки, размеры и вес которых не уступают размеру и весу самого электродвигателя. В разделе 1.3 предложена конструкция подающего механизма, расположенного в валу электродвигателя. Такого типа механизм подачи проволоки позволяет не только многократно уменьшить вес, габариты и трудоемкость изготовления подающего механизма, а значит и его стоимость, но и, при необходимости, оказывать влияние на технологические параметры процесса сварки.

Целью настоящего раздела является разработка видоизмененной конструкции подающего механизма, расположенного в валу электродвигателя, и описание его преимуществ перед применяемыми, чтобы заинтересовать исследователей в изготовлении и проведении всесторонних испытаний такого механизма-электродвигателя, так как автор настоящей работы не имеет на это денежных средств.

На рис. 3 показано схематичное изображение предлагаемого электродвигателя. В полом валу 1 электродвигателя 2 вкручена подающая втулка 3, с помощью паза под отвертку 4. Втулка 3 закреплена от возможности поворота в валу 1 двумя винтами 5, упирающимися в лыски во втулке 3. Винты 5 закреплены стопорным кольцом 6. Прижимные ролики 8 препятствуют вращению проволоки 9 вместе с валом электродвигателя. Для проволок диаметром $d_{np} = 1,0...2,0$ мм внешняя

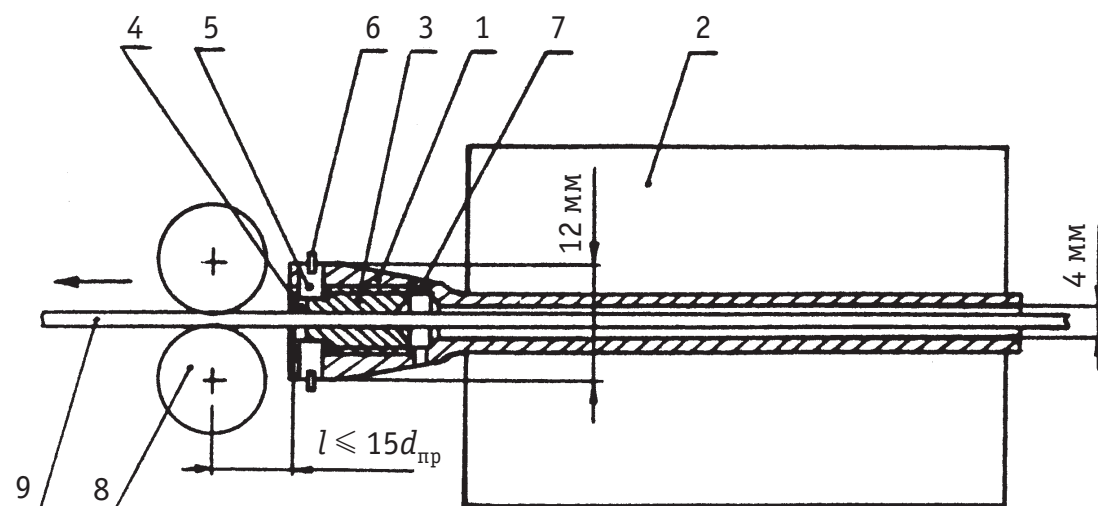


Рис. 3. Схема электродвигателя с механизмом подачи проволоки, расположенном в валу

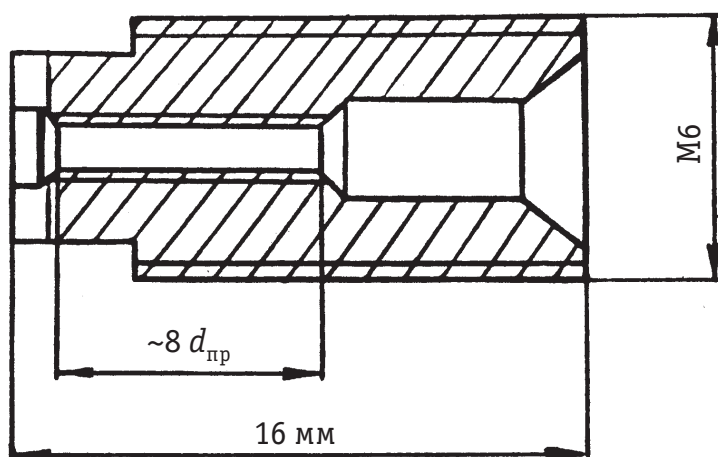


Рис. 4. Конструкция подающей втулки для проволок с $d_{пр} = 1,0...1,4$ мм

резьба втулки 3 может быть равна М6, а её длина — 8...16 мм ($8 d_{пр}$), т.е. габаритные размеры расширенной части вала, являющейся по сути дела подающим механизмом, для указанных диаметров проволоки не превышают размеров обычного наперстка. Для того чтобы один и тот же электродвигатель можно было использовать для любой из проволок указанного диапазона диаметров, втулку 3 заданной длины для проволок с $d_{пр} = 1,0...1,4$ мм можно изготавливать так, как показано на рис. 4. Во втулке 3 выполнена резьба, внутренний диаметр которой на 0,05...0,2 мм (в зависимости от диаметра и мате-

риала проволоки) меньше $d_{\text{пр}}$. При вращении втулки 3 вместе с валом 1 проволока подается вперед в результате того, что прижимные ролики 8 препятствуют ее вращению вместе со втулкой 3. Глубина проникновения зубьев резьбы во втулку 3 в проволоку при этом не превышает 0,1 мм, что обеспечивает достаточно большое усилие проталкивания проволоки. При этом нарезание резьбы на поверхности проволоки происходит путем вдавливания зубьев втулки 3 в поверхность проволоки без образования стружки.

Особо необходимо отметить, что усилие по вдавливанию воспринимает лишь небольшая часть первого витка внутренней резьбы втулки 3. После некоторого изнашивания этой части переднего витка в работу вступает следующая часть этого же витка наряду с первой и т.д. Причем удельная нагрузка на зубья последующих витков резьбы по мере истирания передних витков будет всё меньше, так как передние зубья резьбы и после истирания также частично будут вминаться в проволоку. Поэтому при правильно выбранном материале втулки 3 и соответствующей закалке, втулка 3 может работать весьма длительный срок даже при сварке стальной проволокой, а при сварке «мягкими» проволоками из алюминия, меди и их сплавов почти неограниченно долго.

Изготовить метчики для нарезания внутренней резьбы во втулке 3 с требуемыми размерами и формой зуба можно в любом инструментальном цехе крупного завода. Вероятно, наиболее оптимальной формой зуба будет та, которая показана на рис. 5.

При изменении направления вращения вала проволока может подаваться в обратную сторону.

Выполнять лыски и соблюдать точную длину сменных втулок, расположение которых в валу будет точно таким же, что и первоначальной, можно в приспособлении, показанном на рис. 6а, б. На рис. 6а изображена пластина со сквозной резьбой, в нижней части которой вкручен болт, законтренный гайкой, который позволяет точно фиксировать положение

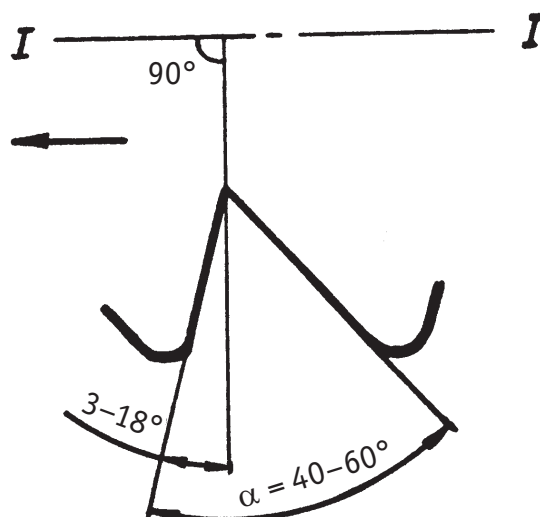


Рис. 5. Вероятная оптимальная форма зуба, I-I — ось внутренней резьбы во втулке. Стрелкой указано направление движения проволоки при сварке. Меньшее значение α для проволок из «мягких» материалов

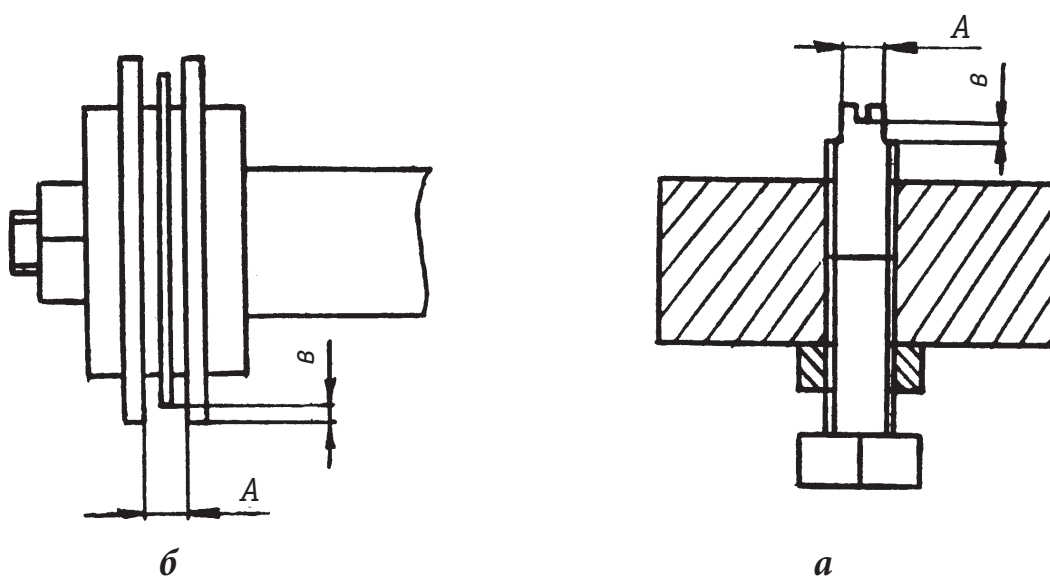


Рис. 6. Приспособление для изготовления подающей втулки

первоначальной втулки так, чтобы лыски были параллельны боковым торцам пластины при вкручивании её в верхнюю часть отверстия*. Поэтому после вкручивания в это отверстие

* После установки болта в требуемом положении, когда лыски первоначальной втулки будут параллельны боковым торцам пластины, болт и гайку желательно приварить к пластине, не выкручивая первоначальную втулку.

заготовки под новую втулку, она будет расположена в отверстии так же, как и первоначальная. Лыски на втулке и паз под отвертку выполняются одновременно тремя фрезами (см. рис. 6б). Аналогично можно изготовить и винты 5 с резьбой М4, которые должны быть закалены.

Ролики 8 (рис. 3) необходимо располагать как можно ближе к валу 1, для чего они должны быть малого размера.

Работоспособность предложенного механизма проверена экспериментально на приспособлении, показанном на рис. 7. При вращении втулки проволока втягивается во втулку, если её удерживать от вращения вместе со втулкой пассатижами. Для экспериментов использовалась стальная проволока $\varnothing 2,6$ мм и закаленная втулка, выполненная из стали 45, с диаметром внутреннего отверстия под резьбу М3, равного 2,5 мм, что обеспечивало глубину проникновения зубьев резьбы в проволоку на 0,05 мм. Такая втулка позволяет подавать в зону сварки сильно изогнутую проволоку (см. рис. 7), которую обычные механизмы подачи проволоки без предварительной рихтовки не смогли бы подавать в зону сварки. При этом после прохождения через втулку проволока полностью выпрямляется (см. рис. 7). Усилие проталкивания проволоки зависит от её диаметра, материала и глубины проникновения зубьев

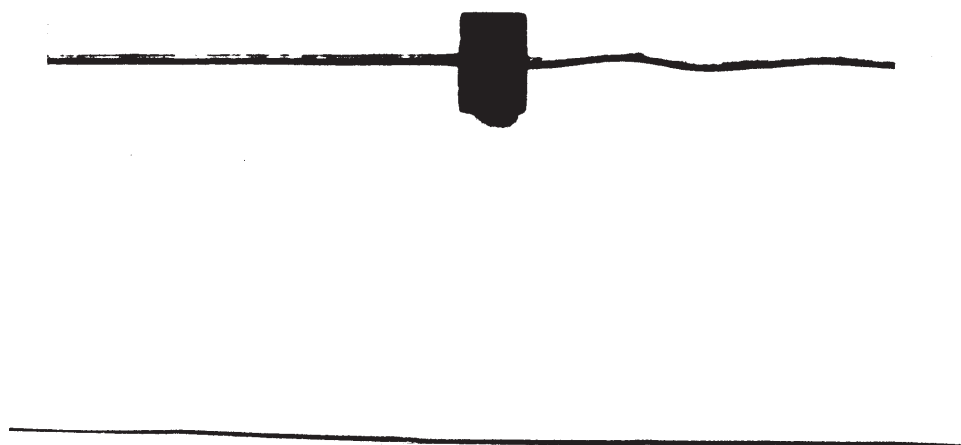


Рис. 7. Втулка, имитирующая работу предлагаемого механизма подачи проволоки

резьбы в поверхность проволоки и для стальной проволоки $\varnothing 2,6$ мм может достигать более 20 кг. Наличие еле заметных рисок на поверхности проволоки не должно оказывать влияние на прохождение проволоки через шланг полуавтомата и токоподводящий наконечник, так как ролики с насечкой в обычных механизмах подачи проволоки оставляют вмятины на её поверхности, размеры которых во много раз больше.

Требуемая скорость подачи проволоки этим механизмом обеспечивается числом оборотов электродвигателя и шагом внутренней резьбы во втулке 3. В зависимости от диаметра и материала проволоки, режима сварки, полярности и защитного газа для проволок с $d_{пр} = 1,0...2,0$ мм и скорости подачи проволоки 50...300 м/ч [5] число оборотов электродвигателя должно изменяться в пределах $(1,5...10) \cdot 10^3$ об/мин*, что, в свою очередь, позволяет уменьшить и габариты самого двигателя.

Кроме того, предлагаемый механизм позволяет сообщать проволоке продольные колебания, частота которых соответствует частоте вращения вала электродвигателя. Это достигается следующим.

Резьбовое отверстие во втулке несколько смещается относительно её оси, при этом необходимо на столько же или несколько больше сместить и ось вала относительно оси расположения проволоки в роликах 8 (см. рис. 8).

Пусть ось резьбового отверстия смещена относительно оси втулки на «с» мм, и вал электродвигателя, как это показано на рис. 8, смещен вниз относительно оси проволоки в прижимных роликах также на «с» мм так, что ось проволоки в

* Для проволок с $d_{пр} > 2$ мм в связи с тем, что требуемая скорость подачи этих проволок значительно меньше, а шаг внутренней резьбы во втулке 3 может быть значительно больше, верхний предел числа оборотов электродвигателя при необходимости может быть уменьшен в 2...4 раза, при этом наружная резьба на втулке 3 может быть М8 или М10, а диаметр утолщения на левом торце электродвигателя равен 14 мм или 16 мм соответственно при длине втулки 20 мм (см. рис. 3).

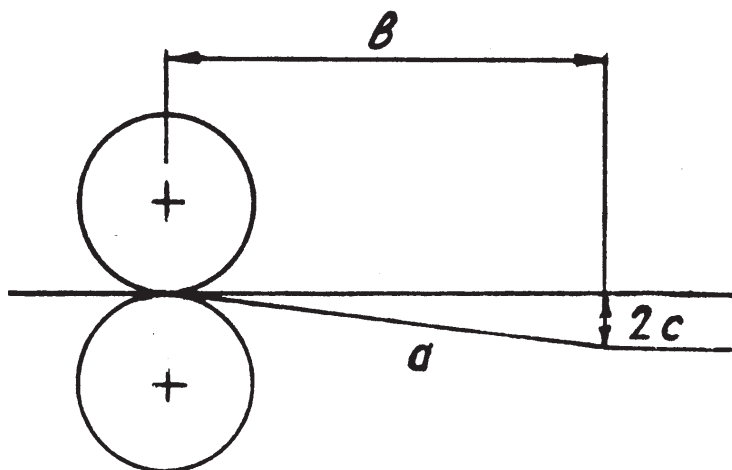


Рис. 8. Схема расположения осей проволоки в прижимных роликах и подающей втулке при смещении оси вала электродвигателя вниз

роликах совпадает с осью проволоки во втулке в крайнем верхнем положении вала. Тогда ось проволоки во втулке по отношению к оси проволоки в роликах в крайнем нижнем положении отклоняется на « $2c$ » мм. В этом случае при вращении вала продольная максимальная амплитуда колебаний ($\Delta a_{\max}$) проволоки будет изменяться в пределах: $0 \leq \Delta a_{\max} \leq \sqrt{2b^2 - 4c^2} - b$ и при $0,2 \text{ мм} \leq c \leq 1 \text{ мм}$, и $b = 20 \text{ мм}$. $\Delta a_{\max}$ будет изменяться в пределах $0,04 \text{ мм} \leq \Delta a_{\max} \leq 0,1 \text{ мм}$ соответственно*. Вместе с тем, небольшие и, к тому же, продольные колебания проволоки не должны оказывать заметного воздействия на руку сварщика при полуавтоматической сварке, так как масса горелки вместе со шлангами более чем на два порядка превышает массу проволоки, находящейся в шланге. Кроме того, продольные колебания проволоки с частотой 25...160 1/с должны заметно уменьшить силу трения проволоки при прохождении через шланг, что обеспечивает меньшее усилие проталкивания проволоки, а, значит, и меньшую требуемую

* При шаге резьбы в отверстии втулки меньше « $4c$ » ролики при продольных колебаниях проволоки будут периодически, с частотой колебаний проволоки, менять направление вращения, поэтому в этом случае необходимо при минимальной массе роликов обеспечить их максимальный диаметр в пределах допустимых размеров (см. рис. 3).

мощность электродвигателя, что в свою очередь может позволить дополнительно снизить его габариты.

Технологические преимущества предлагаемого механизма подачи проволоки перед применяемыми заключается в следующем. В работе [2] установлено, что наложение низкочастотных колебаний на электрод в пределах 5...80 1/с оказывает заметное положительное влияние на перенос электродного металла и характеристики его плавления. Вибрация же электрода с частотой 25...160 1/с, которую обеспечивает предлагаемый механизм, вероятно, окажет еще большее влияние не только на перенос металла и характеристики плавления электрода, но и на интенсивность протекания физико-химических реакций в капле, образующейся на торце электрода, так как в работах [3, 4] отмечается уменьшение выгорания лигирующих элементов при наложении вибрации на проволоку, что, кроме того, должно влиять и на сам процесс горения дуги.

Кроме того, в работе [2] указывается, что наложение низкочастотных колебаний с малой амплитудой на электрод влияет и на качество сварного шва, улучшая его механические свойства и снижая вероятность образования пор и трещин. Поэтому предлагаемый механизм подачи сварочной проволоки, вероятно, также позволит улучшить и механические свойства сварных швов, что особенно будет заметно при сварке с короткими замыканиями, когда капля периодически соединяет вибрирующий электрод с жидким металлом сварочной ванны. Этот эффект можно увеличить, если вибрации в ванну дополнительно вводить и от корпуса электродвигателя, направляя их либо вдоль шва, либо под углом к нему, что можно обеспечить наличием соответствующей механической связи, соединяющей корпус электродвигателя со свариваемыми деталями.

Кроме того, в работах [3, 4] установлено, что вибрация проволоки позволяет вести устойчивый процесс сварки проволокой одного и того же диаметра на значительно меньших токах, т.е. при значительно меньших скоростях подачи про-

волоки, что возможно позволит при необходимости снизить верхний предел числа оборотов электродвигателя, что в свою очередь может позволить упростить требования к его конструкции.

Таким образом, предложенный механизм подачи проволоки, очевидно, способен оказать заметное влияние на протекание всех процессов как на электроде, так и в ванне и даже в самой дуге.

К недостаткам предлагаемого механизма относится возможность засорения впадин между зубьями резьбы в отверстии во втулке загрязнениями на поверхности проволоки. Это можно устранять, периодически прочищая метчиком соответствующей конструкции резьбу, вворачивая его во втулку с правой части вала и дополнительно очищать проволоку, зажимая её между пластинами войлока, как это иногда делают сварщики, что позволит дополнительно улучшить качество сварного шва в связи с уменьшением загрязнений на проволоке. Кроме того, при трении зубьев резьбы о поверхность проволоки, возможно, будет выделяться большое количество тепла, вредное действие которого можно устранять подачей воздуха от небольшой крыльчатки, расположенной на правой части вала, во внутрь вала электродвигателя. Для образования устойчивого потока воздуха в этом случае предусмотрены отверстия 7 в валу 1 (см. рис. 3).

Отличительной особенностью предложенного механизма от известных [1, 5, 6] является то, что он может при необходимости обеспечивать как постоянную (с плавной регулировкой) скорость подачи проволоки, так и подачу с осевой вибрацией проволоки.

Если на предприятие поступает проволока с отклонениями от номинального диаметра, например, не $\varnothing 1,6$ мм, а 1,58 мм, то можно использовать вместо цельной втулки 3 (см. рис. 3), эту же втулку, состоящую из двух частей, которые прижимаются к поверхности проволоки прижимным болтом 2 с помощью конического отверстия в валу электродвигателя (см. рис. 9).

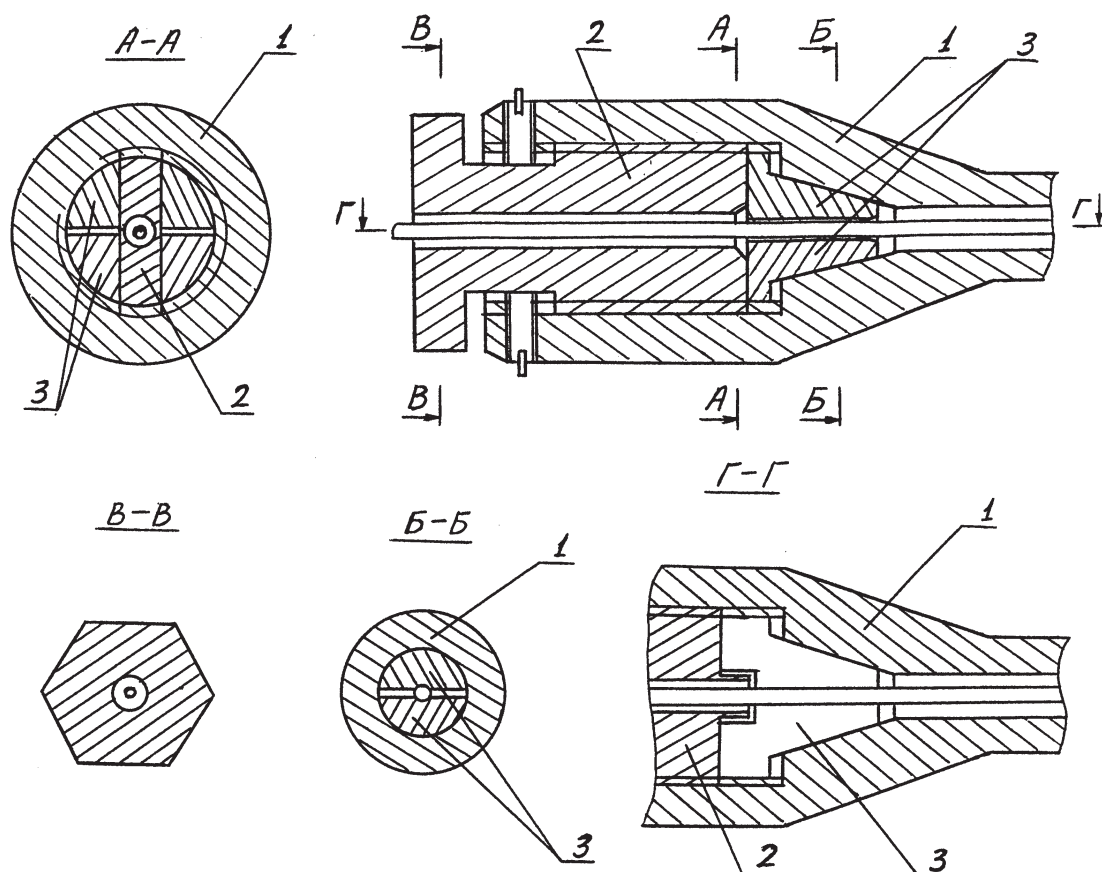


Рис. 9. Конструкция подающей втулки для проволок с изменяющимся номинальным диаметром

При этом в половинках разъемной втулки не обязательно выполнять резьбовую подающую поверхность, прижимаемую к поверхности проволоки: на рабочих поверхностях этих половинок может быть выполнена косозубая насечка.

Выводы

Предложенный механизм подачи сварочной проволоки в десятки раз меньших размеров, веса, трудоемкости изготовления и примерно во столько же раз более простой по конструкции в сравнении с применяемыми механизмами, который, кроме того, при необходимости можно использовать для придания проволоке продольной вибрации, что, возможно, может оказать существенное положительное влияние на процесс плавления электрода, формирование и свойства сварных швов.

1.5. Токоподводящие наконечники многократного использования для сварочных горелок

В настоящее время токоподводящие наконечники после изнашивания внутреннего отверстия повторно не используют, что приводит к нерациональному расходу дефицитного материала. Автор настоящего издания в этом разделе и в работе [5] предлагает простые способы их многократного применения.

Так, в изношенных наконечниках можно рассверлить внутреннее отверстие под сварочную проволоку большего диаметра, что увеличит срок их службы.

При полном износе отверстия обычный токоподводящий наконечник можно использовать в качестве держателя для наконечника меньших размеров (рис. 10). Токоподводящий наконечник меньших размеров изготавливают из того же материала, что и обычный, однако материало- и трудоемкость его изготовления значительно меньше. При этом срок службы такого наконечника больше, чем наконечника обычной длины, что обусловлено меньшим износом от прижатия проволоки, имеющей остаточную кривизну (после сматывания с кассеты), к стенкам отверстия наконечника (см. таблицу 1).

Для проволок диаметром $d_{\text{пр}} < 1,2$ мм диаметр предлагаемого токоподводящего наконечника составляет $d_{\text{н}} = 4\text{--}5$ мм, а длина 6–7 мм. При этом длина его резьбовой части равна 3–4 мм. Для проволок с $1,2 < d_{\text{пр}} < 2,0$ мм $d_{\text{н}} = 5\text{--}6$ мм, а длина наконечника и его резьбовой части такие же.

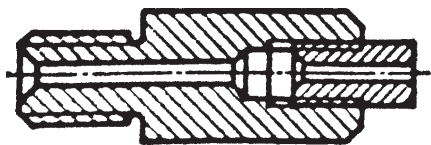


Рис. 10. Вариант использования токоподводящего наконечника в качестве держателя наконечника меньшего размера

Таблица 1

Длина наконечника, мм	Износ после сварки шва длиной 9,2 м, мг	Износ «токоъемного» отверстия, мг/мм
32	65,4	2,04
5	6,3	1,26

Примечание. Режим сварки в углекислом газе проволокой Св-08Г2С диаметром 2 мм: ток (обратной полярности) 500 А, напряжение дуги 31 В, длина вылета проволоки — 20 мм.

Для более рационального использования дефицитных материалов предлагается новая конструкция токоподводящих наконечников (рис. 11). Такие наконечники наиболее пригодны для автоматической сварки под флюсом. При сварке угловых и тавровых соединений наконечник устанавливают таким образом, чтобы его ось располагалась вдоль сварного шва.

Диаметр токоподводящего наконечника следует подбирать в зависимости от диаметра сварочной проволоки, т.е. $d_n = 12-16$ мм при $1,2 d_{пр}$ 2,0 мм. Длину наконечника выбирают, исходя из удобства проведения сварочных работ. Расстояние

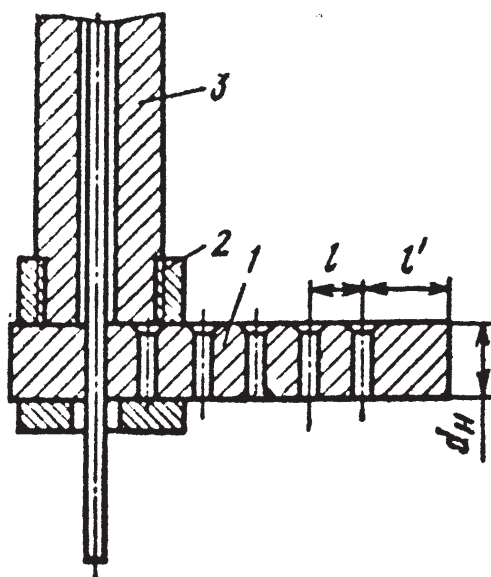


Рис. 11. Крепление токоподводящего наконечника 1 на сварочной горелке 3 (2 — прижимная гайка)

между крайними отверстиями и торцами токоподводящего наконечника ℓ' выбирают в зависимости от диаметра сварочной горелки и размеров прижимной гайки.

После изнашивания отверстия токоподводящего наконечника прижимную гайку слегка откручивают и наконечник поворачивают вокруг своей оси до плотного прижатия к сварочной проволоке. При повторном износе отверстия эту операцию повторяют. И так до тех пор, пока отверстие не превратится в паз, площадь сечения которого равна или больше оставшейся неизрасходованной части поперечного сечения токоподводящего наконечника (рис. 12).

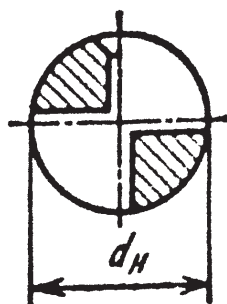


Рис. 12. Сечение токоподводящего канала наконечника после многократного использования

Для замены отверстия токоподводящего наконечника прижимную гайку откручивают, проволоку вынимают из образовавшегося паза и просовывают в следующее, еще не использованное отверстие наконечника. И так до тех пор, пока не будут поочередно использованы все имеющиеся в нем отверстия. Срок службы такого наконечника во много раз больше обычного: использование только одного отверстия в нем позволяет заменить примерно 20 обычных наконечников. Поэтому при наличии в мундштуке шести-восьми отверстий им можно заменить примерно 150 обычных мундштуков.

1.6. Конструкция токоподвода к сварочной проволоке

Для подвода тока к сварочной проволоке применяют сменные медные наконечники цилиндрической или конусообразной формы длиной 10–15 диаметров проволоки, устанавливаемые на стволе горелки с помощью резьбы. В связи с быстрым изнашиванием эти наконечники приходится часто менять, а изготовление их достаточно трудоемко и требует значительных расходов меди.

В работе [6] и настоящем разделе разработана конструкция токоподвода к проволоке (рис. 13), позволяющая уменьшить расход меди и снизить трудоемкость изготовления сменного токоподводящего наконечника. В сварочной горелке 1 установлен медный (или латунный) переходник 2, на котором с помощью гайки 3 закреплен сменный наконечник 4. Для проволоки диаметром $d_{\text{пр}}$ 1 мм высота сменного наконечника δ составляет 3 мм, а для $1 < d_{\text{пр}} \leq 2$ мм — $\delta \approx 3 d_{\text{пр}}$. Наконечник в этом случае может быть либо цилиндрической, либо прямоугольной формы и, соответственно, изготовлен из медных прутков или полосы. В последнем случае отходов меньше.

Для исключения возможных колебаний проволоки в зоне горения дуги рекомендуется применять направляющую вставку из износостойкого материала (рис. 14а).

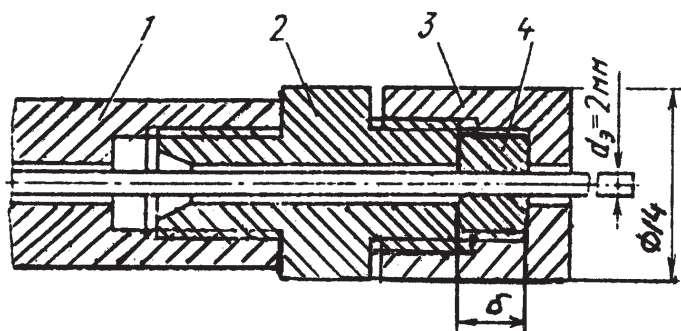


Рис. 13. Конструкция токоподвода к сварочной проволоке

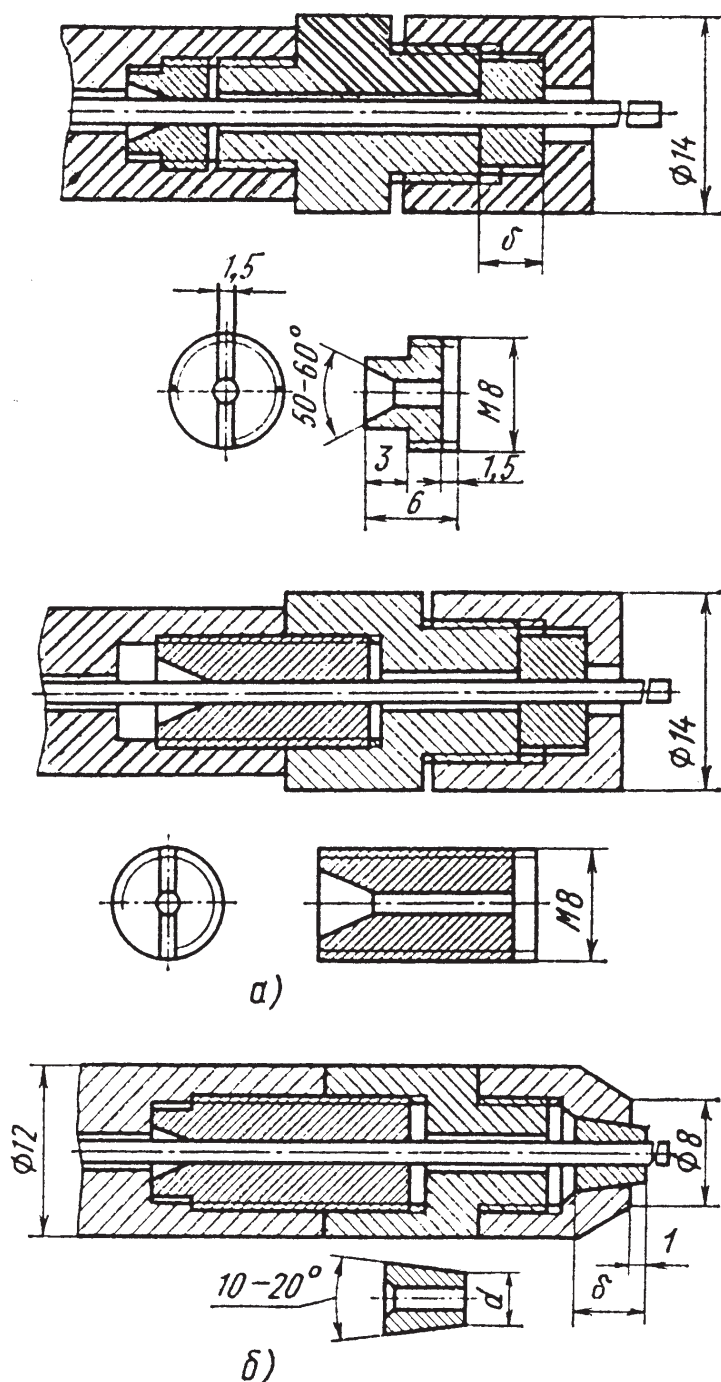


Рис. 14. Конструкция токопровода к сварочной проволоке с износостойкими направляющими вставками различной формы (а) и со сменным наконечником конической формы (б)

Приведенная конструкция (см. рис. 13) токоподвода к сварочной проволоке обеспечивает кольцевую газовую защиту зоны горения дуги. Для осуществления сплошной защиты

и уменьшения материалоемкости сменного наконечника его можно изготавливать в виде усеченного конуса (рис. 14б). Такая конструкция наконечников наиболее целесообразна при их серийном производстве. Для проволок с $d_{\text{пр}} 1$ мм меньший диаметр усеченного конуса составляет 3 мм, высота наконечника — 4 мм, а для проволок с $1 < d_{\text{пр}} \leq 2$ мм — 4 и 5–6 мм соответственно.

Предлагаемые конструкции токоподвода к сварочной проволоке можно использовать для горелок, применяемых при механизированной и автоматической сварке.

1.7. Мундштуки для крепления «сапожков» на горелках при сварке тонкими проволоками

В настоящее время при дуговой сварке тонкими проволоками (диаметром 1,2 мм) мундштуки для крепления токоподводящих «сапожков» изготавливают из меди или латуни. Срок службы, обусловленный износом стенок отверстия латунных мундштуков, составляет примерно пять-шесть рабочих смен, а медных — еще меньше.

Для увеличения срока службы, уменьшения трудоемкости изготовления и устранения расхода цветных металлов в настоящем разделе и в работе [7] мундштук предлагается изготавливать из стандартных стальных винтов с соответствующей резьбой с головкой «под ключ» или «под отвертку».

Поскольку при сварке токоподвод к проволоке осуществляется через «сапожок», а не через мундштук (рис. 15), замена медных или латунных мундштуков на стальные не влияет на процесс сварки. Срок использования мундштуков, выполненных из стандартных винтов, в 10–20 раз больше, чем латунных.

Для просверливания отверстий в винтах желательно сделать специальное приспособление (рис. 16).

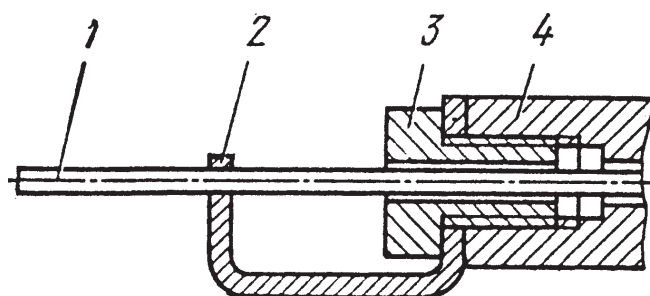


Рис. 15. Схема крепления токоподводящего «сапожка» 2 к сварочной горелке 4 посредством мундштука 3 (1 — сварочная проволока)

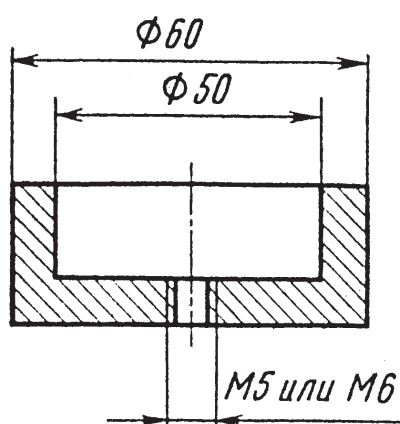


Рис. 16. Приспособление для просверливания отверстий в стандартных винтах

Для большего увеличения срока службы мундштуков их можно изготавливать из закаливающих сталей с последующей термообработкой (рис. 17). Срок их службы составляет

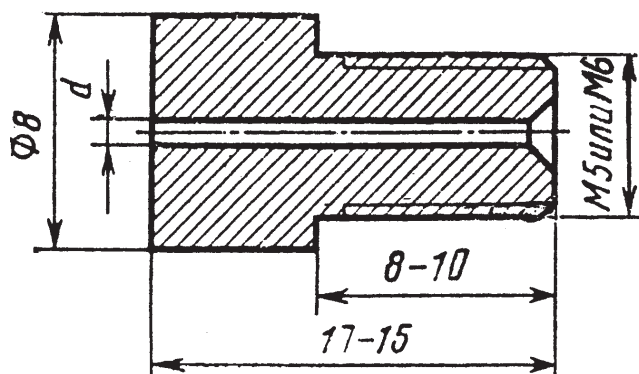


Рис. 17. Конструкция мундштука из закаливающейся стали

не менее 200 рабочих смен. Так, в мундштуках, изготовленных из стали 45 с последующей термообработкой (до HRC 38), после работы в течение двух месяцев не было обнаружено даже следов износа стенок отверстия.

1.8. Токоподвод к сварочной проволоке при многократном использовании сменных наконечников

Сменные наконечники для подвода тока выполнены в виде ступенчатого цилиндра с резьбой и осевым отверстием, длина которого составляет 10–15 диаметров сварочной проволоки $d_{\text{п}}$ [16]. Эти наконечники сложны в изготовлении, материалоемки и используются 1 раз [5].

В настоящем разделе и в работе [8] предлагается конструкция токоподвода для сменных наконечников в виде шайбы или усеченного конуса [5], что позволяет многократно их использовать, при этом материалоемкость и трудоемкость изготовления снижаются.

На рис. 18 показан токоподвод в сборе. Прижимная гайка 9, втулка 4 и дополнительная втулка 5 изготовлены из латуни (желательно ЛС59), а сменный токоподводящий наконечник 8, выполненный в виде шайбы, — из меди. Регулировочный винт 2 с резьбой М4 изготовлен из стали с последующей закалкой до максимально возможной твердости. Отверстия для выхода защитного газа 3 желательно располагать справа от регулировочного винта, как показано на рисунке. Паз 7 во втулке 4 протачивают на фрезерном станке дисковой фрезой с минимально возможным диаметром. Ширина паза — $d_{\text{п}} + (0,2-0,3)$ мм. Для закрытия паза на его стенках выполняют фаски, в паз вставляют пластину или проволоку 6, диаметр

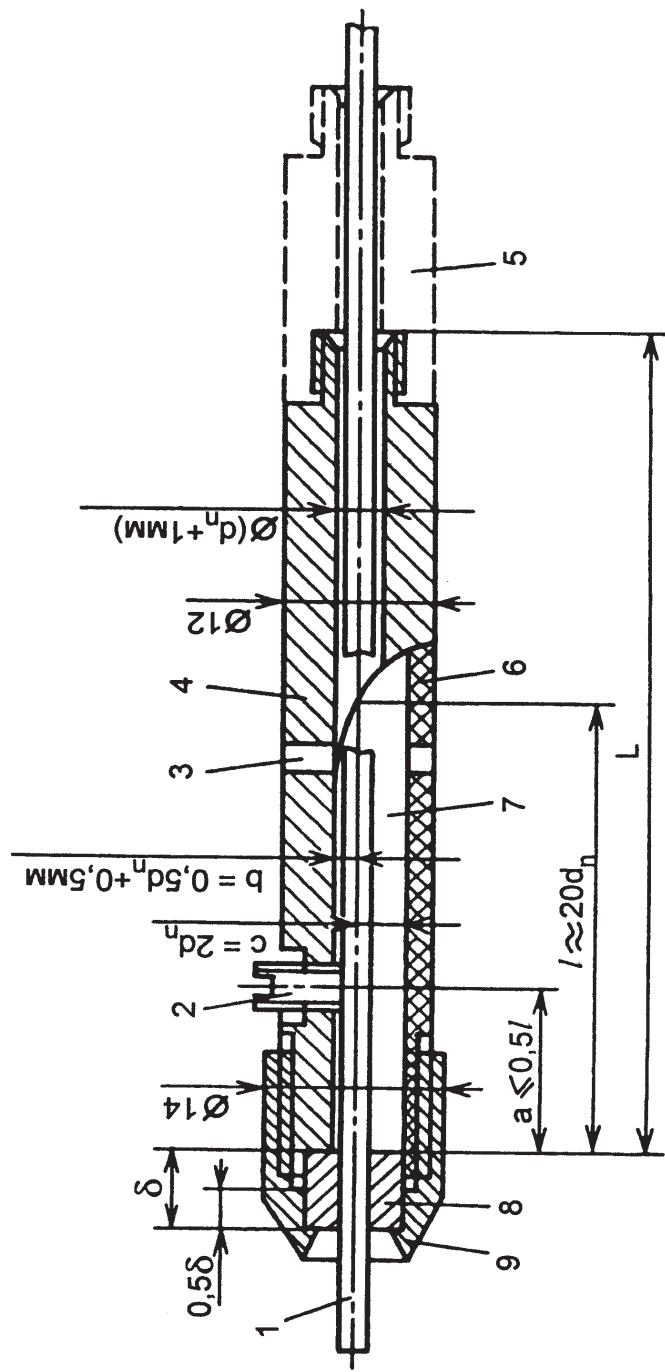


Рис. 18. Конструкция токоподвода к сварочной проволоке
(диаметр гайки 9 и втулки 4 для проволоки $d_n \geq 1,6$ мм равен 12 и 14 мм соответственно,
для $d_n \leq 1,4$ мм — 10 и 12 мм соответственно)

которой соответствует ширине паза, и приваривают к стенкам. Для предотвращения смещения пластины или проволоки перед сваркой в паз втулки помещают деревянную прокладку, которую после сварки удаляют. Наружный диаметр сменного наконечника, выполненного в виде шайбы, равен $3d_{\text{п}} + 2$ мм, а его длина $\delta = (2...3) d_{\text{п}}$. Длина L втулки 4 определяется для каждого типа горелок исходя из их размеров. Дополнительную втулку 5 устанавливают при необходимости увеличения длины предлагаемого устройства, так как длина втулки ограничивается возможной глубиной сверления отверстия диаметром $d_{\text{п}} + 1$ мм.

При использовании наконечников в виде усеченного конуса [5] диаметр его меньшего основания должен равняться $3 d_{\text{п}}$, а наружные диаметры прижимной гайки 9 и втулки 4 (см. рис. 18) должны быть одинаковыми и такими, как показано на рис. 26 работы [5] и раздела 1.6. Для установки конусообразного наконечника в требуемое положение на торце гайки делают глубокую черту, параллельную стенкам паза, что позволяет с первого раза повторно устанавливать наконечник после образования в нем очередного паза.

Устройство работает следующим образом. После изнашивания осевого отверстия токоподводящего наконечника сварочную проволоку прижимают к наконечнику регулировочным винтом до тех пор, пока она не будет касаться отверстия прижимной гайки. При этом отверстие в наконечнике приобретает форму паза (см. рис. 19, I). Затем снимают прижимную гайку, наконечник поворачивают на 180° вокруг сварочной проволоки и вновь прижимают ко втулке. Последователь-

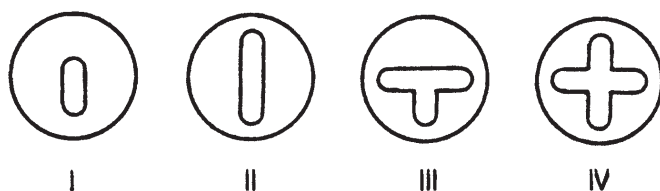


Рис. 19. Последовательность расположения пазов в наконечнике при повторном использовании

ность расположения протертых проволокой пазов в наконечнике при повторном использовании показана на рис. 19.

Таким образом, долговечность сменных наконечников в форме шайбы или усеченного конуса при использовании в токоподводе предлагаемой конструкции в 6–8 раз больше обычных наконечников при низких материалоемкости и трудоемкости изготовления.

1.9. Усовершенствованная конструкция токоподвода к сварочной проволоке для многократного использования сменных токоподводящих наконечников

В работе [11] и в разделе 1.8 предложена конструкция токоподвода к сварочной проволоке для многократного использования сменных токоподводящих наконечников. Однако его внутренняя часть при прохождении сварочной проволоки подвергается трению, что снижает долговечность токоподвода.

В настоящем разделе и в работе [11] предлагается более простой в изготовлении и долговечный токоподвод (рис. 20). Во втулке 1, выполненной из латуни, просверлено отверстие 2, диаметр которого на 0,2–0,3 мм больше диаметра d_6 устанавливаемого в нем боудена 9. Последний упирается в отверстие 4, диаметр которого на 0,3–0,5 мм меньше d_6 . В верхней части втулки установлен винт 3, прижимающий проволоку к сменному наконечнику 5, установленному на переднем левом торце втулки с помощью прижимной гайки 6. В нижней части втулки пальчиковой фрезой выполнен паз 8, ширина которого равна диаметру отверстия 2. Съёмный кожух 7 на боковой поверхности втулки (рис. 21) предотвращает выход защитного

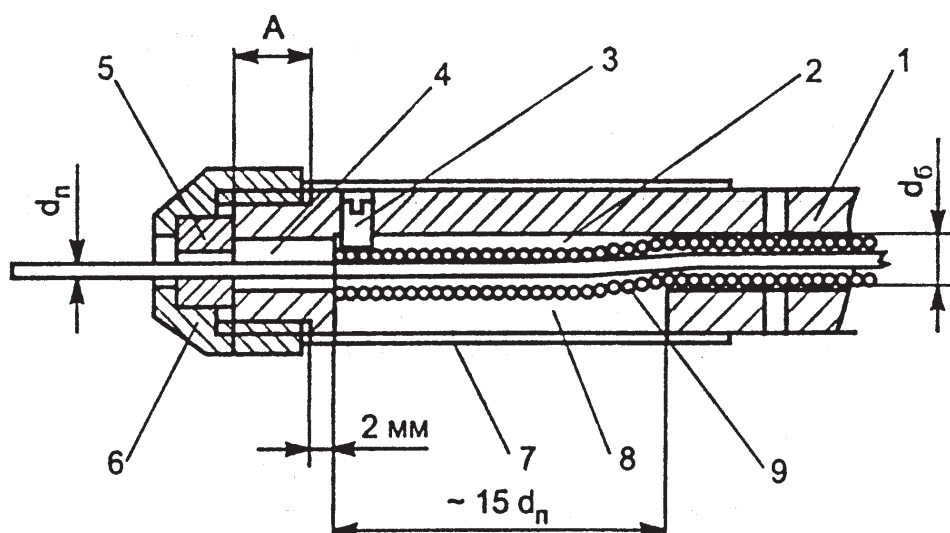


Рис. 20. Токопровод к сварочной проволоке

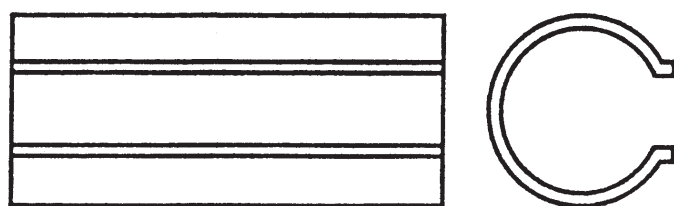


Рис. 21. Съёмный кожух

газа через паз. Основные конструктивные размеры токоподвода приведены на рис. 20. Для проволок диаметром не менее 1,6 мм $A = 8-10$ мм, а диаметром не более 1,4 мм — 6–8 мм, в реальных условиях форма изгиба диаметра проволоки и боудена зависит от их жесткости и для проволок разных диаметров и марок будет различна.

Чтобы площадь токоподводящего сечения втулки была как можно больше для предотвращения перегрева токоподвода при применении проволок диаметром, равным 1,8 и 2,0 мм, d_6 должен быть минимальным.

С аналогичной целью вместо боудена в пазе 8 можно располагать скобу (рис. 22). При этом диаметр отверстия 2 во втулке и ширина паза должны быть соответственно уменьшены.

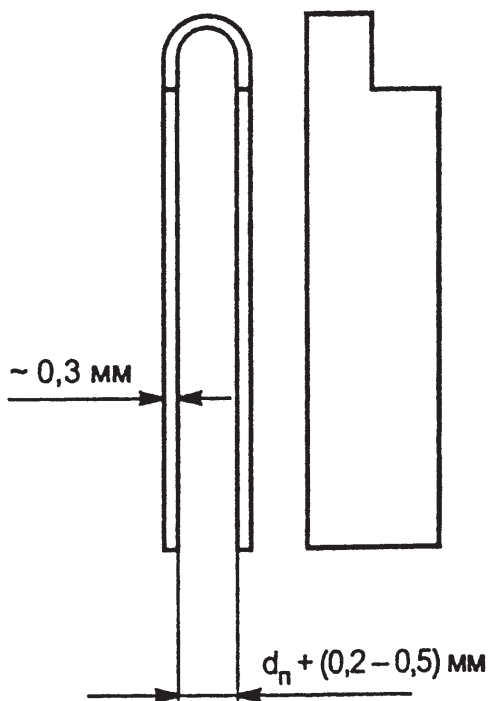


Рис. 22. Скоба для предотвращения истирания стенок паза при использовании токоподвода без боудена

С этой же целью в пазе можно располагать металлическую, хорошо закаленную трубу с фасками по краям внутреннего отверстия, через которую проходит проволока. Желательно, чтобы внутренний диаметр трубки на 0,3–0,5 мм превышал d_n , а толщина стенки трубки составляла 0,3–0,5 мм. При этом ширина паза и диаметр отверстия 2 во втулке должны быть больше наружного диаметра трубки на 0,2 мм. Такую трубку для проволок диаметром 0,8–2,0 мм несложно изготовить на токарном станке.

На токоподвод можно устанавливать как сменные наконечники [7, 8] с помощью прижимной гайки [11], материалоемкость которых во много раз меньше, а долговечность значительно больше, чем у обычных наконечников, так и обычные наконечники в виде длинного цилиндра с наружной резьбой и осевым отверстием для прохождения проволоки [16]. При этом срок службы наконечников в виде цилиндра, если их устанавливать на предлагаемом токоподводе, увеличивается в 6–12 раз

в зависимости от диаметра проволоки. Для установки обычных наконечников в левой части втулки вместо наружной резьбы выполняют внутреннюю, соосную отверстию 4 во втулке, диаметр которой равен диаметру резьбы на обычном сменном наконечнике, а длина резьбы должна быть такой, чтобы часть отверстия 4 длиной 1–2 мм сохранилась для фиксации боудена или трубки.

Многократное вкручивание или выкручивание винта 3 (см. рис. 20) при длительной работе токоподвода может привести к тому, что под действием вибрации движущейся проволоки винт может самопроизвольно проворачиваться, что ухудшит работу токоподвода. Для устранения этого по мере изнашивания на винт можно наносить гальваническое покрытие или одну из сторон винта слегка обмазывать краской. Аналогично можно поступать и со втулкой при изнашивании резьбы под прижимной винт 3 либо прижимную гайку 6.

При каждом повторном вкручивании винта 3 во втулку при очередном изнашивании внутреннего отверстия в наконечнике 5 винт должен проворачиваться не более чем на пол-оборота.

1.10. Переносное универсальное устройство для формирования корня сварного шва

В настоящем разделе и в работе [9] предлагается универсальное устройство (см. рис. 23), которое с помощью неподвижной 1 и подвижной 4 скоб крепится к свариваемым деталям 9. Двумя пневмушками 8 и 12 флюс 11 удерживается в устройстве, а пневмополостью 10 он поджимается к стыку. Это позволяет сваривать стыки деталей, расположенные не только на плоской, но и на выпуклой поверхностях.

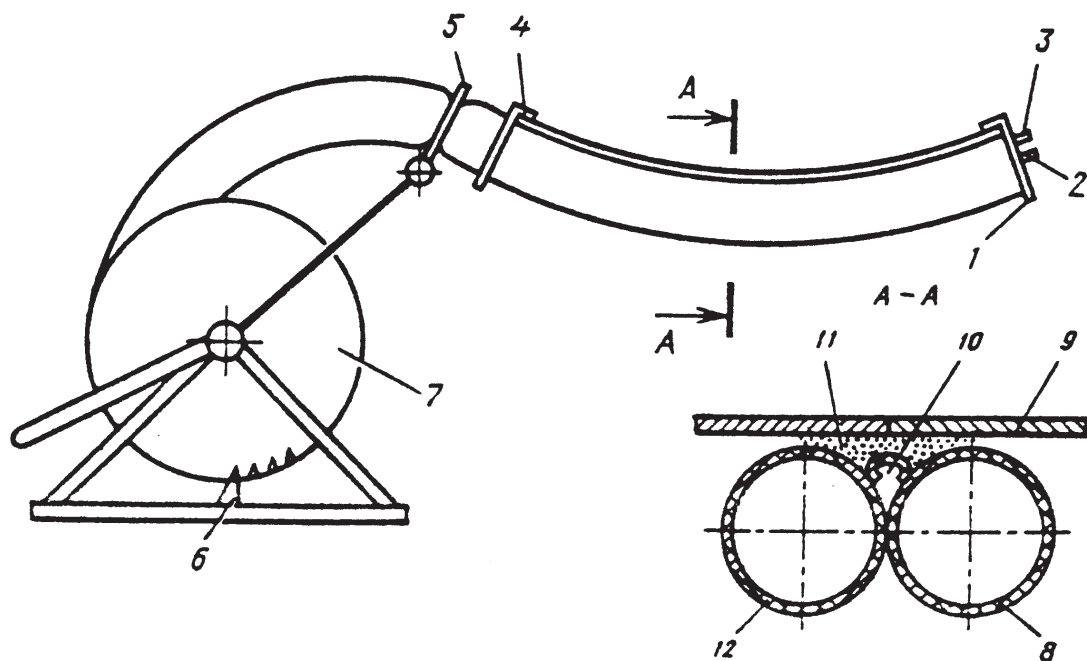


Рис. 23. Переносное универсальное устройство для формирования корня сварного шва

Для обеспечения сварки стыков различной длины пневморукава в собранном виде намотаны на кассету 7. Самокрепящаяся скоба 5 и храповик 6 предназначены для предотвращения их разматывания при подаче сжатого воздуха*.

1.11. Электрододержатель для ручной дуговой сварки

В настоящее время наиболее широкое применение в промышленности приобрели вилочные электрододержатели, недостатком которых является остающиеся после окончания сварки достаточно длинные огарки электродов. Это обусловлено

* При использовании устройства для сварки стыков примерно одинаковой длины наличие кассеты 7 и скобы необязательно.

тем, что в вилочном держателе зажатие электрода осуществляется не только за оголенную его часть, но и частично за покрытие.

В настоящем разделе предлагается новый достаточно простой электрододержатель, позволяющий значительно уменьшить длину остающихся огарков и, тем самым, сократить расход электродов (см. рис. 23).

В головке 2 предлагаемого электрододержателя с помощью винта 3 с рукояткой 4 закрепляется электрод 5, который предварительно устанавливается до упора в отверстие 9 головки 2 так, чтобы оголенная часть электрода 5 не полностью входила в отверстие 9. Ось винта 3 располагается перпендикулярно оси отверстия 9, а, значит, и перпендикулярно оси электрода 5. Резьба на винте 3 выполнена М8 с шагом, равным 1 мм, что позволяет надежно закреплять электроды диаметрами 2, 3, 4 и 5 мм, которые наиболее часто применяются в промышленности.

При этом, после прижатия электрода 5 любого из указанных диаметров рукоятка 4 всегда автоматически устанавливается в плоскости головки 2, в положении, показанном на рисунке, так как шаг резьбы винта 3 равен наименьшей разности указанных диаметров электродов.

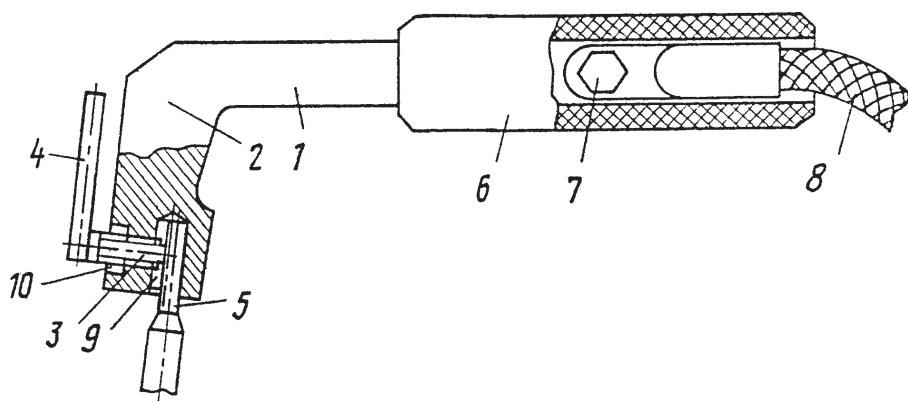


Рис. 24. Электродержатель для ручной дуговой сварки:

1 — токоподводящая часть; 2 — головка; 3 — стальной винт с резьбой М8×1; 4 — рукоятка; 5 — электрод; 6 — рукоятка, выполненная из изоляционного материала; 7 — болт; 8 — сварочный кабель

Для того чтобы рукоятка 4 всегда выставлялась в этом положении при плотном прижатии электрода 5 винтом 3, необходимо вначале вставить в отверстие 9 электрод одного из указанных выше диаметров, например, диаметром 3 мм, и закрутить винт 3 с достаточно большим усилием, например, с помощью плоскогубцев или тисков, а уже потом приварить рукоятку 4 к винту 3 в положении, показанном на рисунке.

Отверстие 10 выполнено для того, чтобы брызги металла не попадали на резьбу винта 3.

Рукоятку 4 после сварки желательно обмотать матерчатой изоляцией, чтобы при сварке, в результате случайного касания рукоятки 4 об изделие, не портилась резьба винта 3 и соответствующего ему резьбового отверстия в головке 2.

Такое крепление электродов позволяет использовать всю обмазанную часть электрода, за исключением 5...7 мм, остающихся у нижней части головки 2.

При необходимости сварки с другим углом наклона электрода 5 к токоподводящей части 1 электрододержателя, электрод, после закрепления его в головке 2, можно согнуть рукой, что на практике не сложно сделать даже для электрода диаметром 5 мм. При этом обмазка от электродов не отскакивает.

Диаметр отверстия 9 желательно делать не более 6 мм.

Держатель можно выполнить из листовой стали толщиной 10...12 мм.

1.12. Способы заварки малых отверстий и трещин в паро- и газотрубопроводах

Для заварки отверстий или трещин в паро- или газопроводе обычно необходимо перекрыть подачу пара или газа и подождать когда весь пар или газ выйдет из трубопровода, на что затрачивается много времени.

В настоящем разделе предлагается два способа, позволяющих производить заварку паро- или газотрубопроводов без затрат времени на уменьшение давления пара или газа в трубопроводе.

Вокруг небольшого отверстия или трещины навариваются два-три сварных шва в виде витков спирали, начало которой находится на некотором расстоянии от отверстия, таком, чтобы при наложении внутренних швов спирали, сварные швы частично перекрывали бы друг друга, а окончание спиралеобразного шва находилось бы в месте расположения отверстия или небольшой трещины.

Для заварки достаточно длинных трещин первые сварные швы должны навариваться параллельно оси трещины на некотором расстоянии от нее по очереди с разных сторон трещины. Так, если первый шов сделан справа от трещины, то второй шов должен быть наложен слева от нее. Последующие швы накладываются ближе к трещине, чем первые, в той же последовательности, причем так, чтобы последний шов был наложен на саму трещину.

Каждый из способов позволяет перед заваркой отверстия прогреть достаточно большой участок трубы вокруг отверстия, что способствует расширению стенок трубы в этом месте и закрытию небольшого отверстия или трещины, в результате чего утечка пара или газа через отверстие либо прекращается полностью, либо становится минимальной, что позволяет наложить, газонепроницаемый шов на место расположения отверстия или трещины.

Для удобства проведения работ место расположения отверстия на трубе отмечается взаимно перпендикулярными черточками, одна из которых параллельна оси трубы так, чтобы место пересечения черточек совпадало с отверстием, желательно также перед сваркой разметить мелом на трубе линии сварных швов, что сократит время сварки и уменьшит нежелательный отвод тепла на нагрев остальной части трубы.

На трубах 1/2" или 3/4" достаточно накладывать 1,5...2 витка спирального шва или два продольных шва с каждой стороны трещины. Для больших диаметров труб количество швов необходимо увеличивать, но не более 3...4 витков спирального шва или такого же количества продольных швов, расположенных по каждую сторону трещины.

Тепловложение в трубу можно изменять, уменьшая или увеличивая ширину сварных швов, что приведет к соответствующему уменьшению или увеличению количества тепла, идущего на нагрев стенок трубы вокруг отверстия.

Сварные швы необходимо накладывать так, чтобы они перекрывали друг друга примерно на 1/3 своей ширины.

1.13. Горелка, позволяющая создавать электромагнитное поле в зоне сварки

Горелка относится к области управления процессом электродуговой сварки электромагнитным полем и может быть использована при сварке плавящимся и неплавящимся электродами в среде защитных газов и под флюсом.

Известна горелка для управления процессом сварки электромагнитным полем, содержащая ствол подвода тока к электроду, сопло и установленный соосно соплу неплавящийся электрод, нерабочий конец которого навит по спирали.

Изготовление неплавящегося электрода такой формы значительно увеличивает расход дефицитного материала, идущего на его изготовление, так как спиральная часть электрода не используется для сварки, кроме того, срок использования спиральной части электрода ограничен сроком использования рабочей его части, которая имеет небольшую длину, значительно меньшую длины спиральной части электрода.

Увеличение же длины рабочей части электрода невозможно, так как тогда магнитное поле, создаваемое током, проходящим по спиральной части неплавящегося электрода, не будет оказывать на процесс электродуговой сварки заметного влияния. Из-за малой длины рабочей части электрода требуется частая замена электрода вместе со спиральной его частью, что еще больше увеличивает затраты дефицитных материалов, идущих на изготовление неплавящихся электродов.

Вместе с тем технологические возможности горелки ограничены: конструкция горелки не обеспечивает возможность сварки плавящимся электродом; по мере износа рабочей части электрода расстояние от места сварки до спиральной его части меняется, что приводит к нарушению условий сварки, а значит, нарушает стабильность процесса сварки; отсутствует регулировка величины электромагнитного поля в месте сварки.

Известна также горелка, содержащая ствол, спиральный токоподвод, выполненный отдельно от ствола и электрода, причем горелка снабжена стержневым керамическим электродержателем, выполненным с токоподводящим элементом в виде шайбы, расположенным на его рабочем торце, а спиральный токоподвод расположен на электродержателе в контакте с токопроводящим элементом.

Недостатками этой горелки являются в частности: невозможность применения ее для сварки плавящимся электродом и невозможность регулировки величины магнитного поля в зоне сварки.

Целью раздела является расширение технологических возможностей горелки путем применения ее как для сварки неплавящимся, так и для сварки плавящимся электродом, а также путем регулировки величины магнитного поля в зоне сварки.

Указанная цель достигается тем, что внутри или в нижней части спирального токоподвода расположен подвижной токоподводящий узел с возможностью перемещения вдоль оси

спирального токоподвода, а в спиральном токоподводе предусмотрено устройство для крепления подвижного токоподводящего узла, например, стопорный винт, размещенный на боковой поверхности спирального токоподвода, выполненный из того же материала, что и спиральный токоподвод.

На рис. 25 показан общий вид горелки в разрезе, которая может быть использована не только для сварки плавящимся электродом, но и для сварки неплавящимся электродом; на рис. 26 показан съемный наконечник с продольным пазом для сварки неплавящимся электродом.

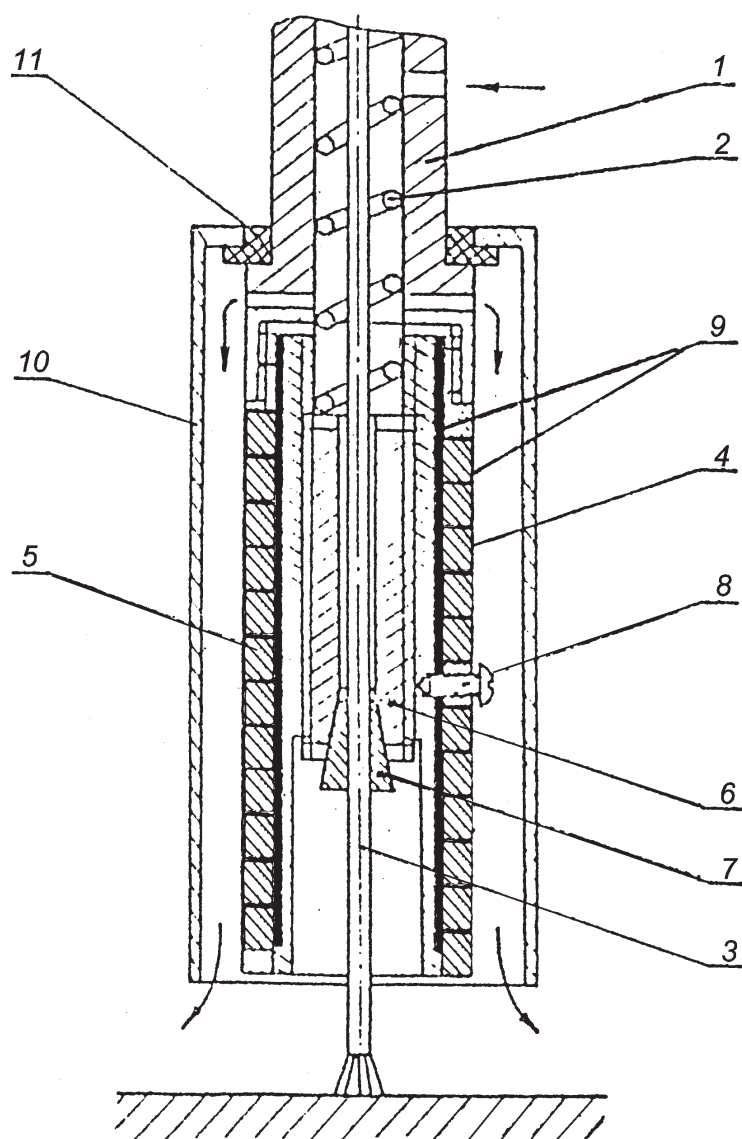


Рис. 25. Конструкция горелки для создания электромагнитного поля в зоне сварки

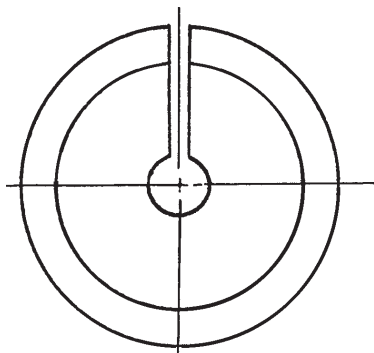


Рис. 26. Конструкция съемного наконечника для крепления в нем неплавящегося электрода

Горелка для управления процессом сварки электромагнитным полем состоит из ствола 1 и спирали 2 для направления плавящегося электрода 3. На ствол 1 сварочной горелки крепится спиральный токоподвод 4, внутри которого по токопроводящей втулке 5 с помощью резьбового соединения крепится подвижный токоподводящий узел 6, на котором закреплен съемный наконечник 7. Крепление съемного наконечника 7 в форме конической шайбы осуществляется в коническом отверстии подвижного токоподводящего узла 6 за счет сил сцепления. Через съемный наконечник 7 проходит плавящийся электрод 3. Для крепления подвижного токоподводящего узла 6 в боковой поверхности спирального токоподвода 4 предусмотрен стопорный винт 8, выполненный из того же материала, что и спиральный токоподвод 4. Между витками спирального токоподвода 4 и между токоподводящей втулкой 5 и спиральным токоподводом 4 имеется изоляция 9, выполненная, например, из керамики. Сопло 10 крепится на стволе 1 сварочной горелки посредством изоляционной шайбы 11.

В месте соединения ствола 1 сварочной горелки и спирального токоподвода 4 спираль 2 для направления плавящегося электрода 3 растянута. Подвижный токоподводящий узел 6 сжимает спираль 2 для направления плавящегося электрода 3, что обеспечивает постоянное соприкосновение спи-

рали 2 с подвижным токоподводящим узлом 6 независимо от его местоположения в спиральном токоподводе 4. Это гарантирует наличие направляющего канала для плавящегося электрода независимо от положения подвижного токоподводящего узла 6 в спиральном токоподводе 4.

Горелка работает следующим образом. При сварке сварочный ток проходит через ствол 1 сварочной горелки, спиральный токоподвод 4, токоподводящую втулку 5, подвижный токоподводящий узел 6, съемный наконечник 7 и плавящийся электрод 3. При прохождении сварочного тока через спиральный токоподвод 4 вокруг него создается электромагнитное поле, оказывающее действие на дугу и жидкий металл сварочной ванны, зависящее, при заданной величине сварочного тока, от расстояния между спиральным токоподводом 4 и зоной сварки. Для того чтобы изменить интенсивность магнитного поля в зоне сварки, не изменяя параметров режима сварки (сварочного тока и вылета электрода), процесс сварки прекращается, сопло 10 снимается с изоляционной втулки 11, спиральный токоподвод 4 выкручивается из ствола 1 сварочной горелки, плавящийся электрод 3 вынимается из съемного наконечника 7 и из подвижного токоподводящего узла 6, после чего ослабляется стопорный винт 8 и отверткой посредством паза, имеющегося в верхней части подвижного токоподводящего узла 6, этот узел вращается так, чтобы переместить подвижной токоподводящий узел 6 в нужную сторону.

После этого закручивается стопорный винт 8, плавящийся электрод 3 устанавливается в съемный наконечник 7, спиральный токоподвод 4 вкручивается в ствол 1 сварочной горелки и сопло 10 устанавливается на изоляционной втулке 11. Горелка вновь готова к сварке, и расстояние между зоной сварки и спиральным токоподводом 4, при сохранении вылета сварочной проволоки, изменилось. Это повлечет изменение магнитного поля в зоне сварки при постоянном режиме сварки.

Для замены съемного наконечника 7 повторяются те же операции, что описаны выше, после чего подвижный токоподводящий узел выкручивается из токоподводящей втулки 5, съемный наконечник 7 вынимается из конического отверстия подвижного токоподводящего узла 6, например, пассатижами, в освободившееся отверстие вставляется новый съемный наконечник 7 и легким постукиванием впрессовывается в коническое отверстие подвижного токоподводящего узла 6. После чего повторяются операции, описанные ранее для изменения расстояния между токоподводом 4 и зоной сварки.

Для сварки плавящимся электродом 3 под флюсом сопло 10 и изоляционная втулка 11 не нужны, и их можно убрать. Для сварки неплавящимся электродом в съемный наконечник 7 вставляется неплавящийся электрод. Регулировка интенсивности магнитного поля в зоне сварки и замена съемного наконечника при сварке неплавящимся электродом осуществляется так же, как и при сварке плавящимся электродом. Только в этом случае для обеспечения надежного токоподвода к неплавящемуся электроду в съемном наконечнике 7 выполнен продольный паз (см. рис. 26).

Предлагаемую горелку для управления процессом сварки электромагнитным полем можно использовать для сварки не только неплавящимся, но и плавящимся электродом, кроме того, при ее использовании можно регулировать интенсивность магнитного поля в зоне сварки без изменения режима сварки. Применение такой горелки позволит улучшить параметры сварного шва и сварного соединения в целом. В месте соединения ствола сварочной горелки и спирального токоподвода спираль для направления проволоки растянута и сжата подвижным токоподводящим узлом, что обеспечивает постоянное соприкосновение спирали 9 с подвижным токоподводящим узлом независимо от его месторасположения в спиральном токоподводе. Это гарантирует наличие направляющего канала для проволоки независимо от положения подвижного токоподводящего узла в спиральном токоподводе.

1.14. Горелка, позволяющая создавать регулируемое магнитное поле в зоне сварки

Горелка относится к электродуговой сварке с управляющим магнитным полем и может быть использована при сварке плавящимся и неплавящимся электродами в среде защитных газов и под флюсом. Цель раздела — регулировка интенсивности магнитного поля путем изменения числа витков спирального токоподвода, по которым проходит ток сварки. Горелка содержит корпус 1, на котором посредством гайки 2 закреплен спиральный токоподвод 3. Ось токоподвода 3 совпадает с осью электрода 4. Для изменения интенсивности электромагнитного поля в зоне сварки гайку 2 перемещают по корпусу 1 и спиральному токоподводу 3, изменяя тем самым количество витков спирального токоподвода 3, по которым проходит ток.

На рис. 27 показана горелка для сварки плавящимся электродом, разрез; на рис. 28 — то же, вариант; на рис. 29 — горелка для сварки неплавящимся электродом.

Горелка для магнитоуправляемой сварки плавящимся электродом (рис. 27 и 28) состоит из корпуса 1, на котором посредством гайки 2, выполненной из токопроводящего материала, крепится спиральный токоподвод 3, через направляющий канал которого проходит плавящийся электрод 4. Ток к плавящемуся электроду 4 подается через съемный наконечник 5, который закреплен на спиральном токоподводе с помощью гайки 6.

На рис. 27 изоляция плавящегося электрода 4 от спирального токоподвода 3 осуществляется токонепроводящим материалом 7, например, керамикой. Аналогичным материалом 8 обеспечивается изоляция витков 9 спирального токоподвода 3 — один от другого и от корпуса 1.

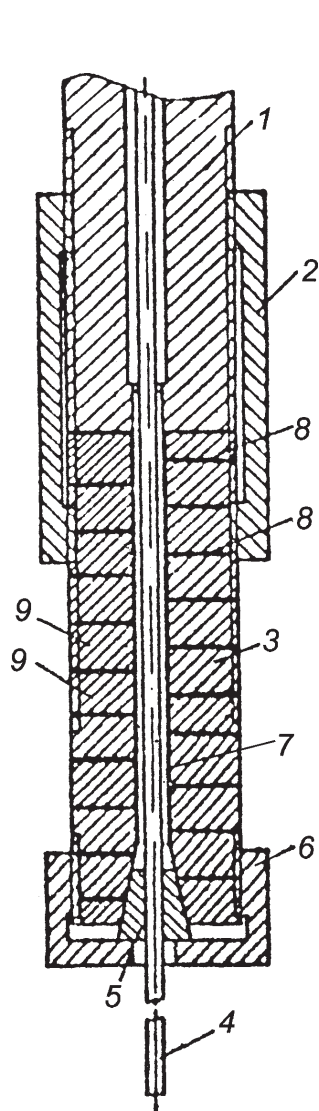


Рис. 27. Горелка для создания регулируемого магнитного поля в зоне сварки при сварке плавящимся электродом

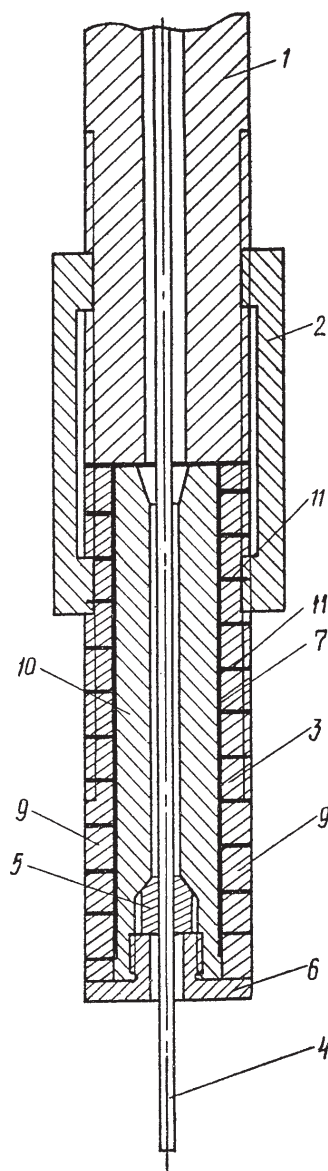


Рис. 28. Вариант горелки для создания регулируемого магнитного поля в зоне сварки при сварке плавящимся электродом

На рис. 28 изоляция плавящегося электрода 4 от спирального токоподвода 3 осуществляется токонепроводящим материалом 7, размещенным между внутренней частью спирального токоподвода 3 и токопроводящей втулкой 10. Токонепроводящим материалом 4 обеспечивается изоляция витков 9

спирального токоподвода 3 — один от другого и от корпуса 1.

Горелка для сварки неплавящимся электродом (рис. 29) состоит из корпуса 1, на котором посредством гайки 2, выполненной из токопроводящего материала, крепится спиральный токоподвод 3. Неплавящийся электрод 12 закреплен в цанговом зажиме 13 посредством гайки 6, в которой установлено кольцо 14, выполненное из токонепроводящего материала. Изоляция витков 9 спирального токоподвода 3 осуществляется токонепроводящим материалом 15. Аналогичным материалом 15 осуществлена изоляция спирального токоподвода 3 от корпуса 1.

Горелка (рис. 27) работает следующим образом.

При прохождении тока через спиральный токоподвод 3 вокруг него создается электромагнитное поле, интенсивность которого при постоянном токе определяется количеством витков 9. Для изменения интенсивности электромагнитного поля гайку 2 перемещают по корпусу и спиральному токоподводу 3, что позволяет изменить количество витков 9 спирального токоподвода 3, по которым проходит ток. Для замены съемного наконечника 5 отвинчивают гайку 6, удаляют съемный наконечник 5 и заменяют его на новый, после чего гайку 6 опять навинчивают на спиральный токоподвод 3. Аналогично работает и горелка, изображенная на рис. 28.

Горелка (рис. 29) работает так же, как и горелка на рис. 27.

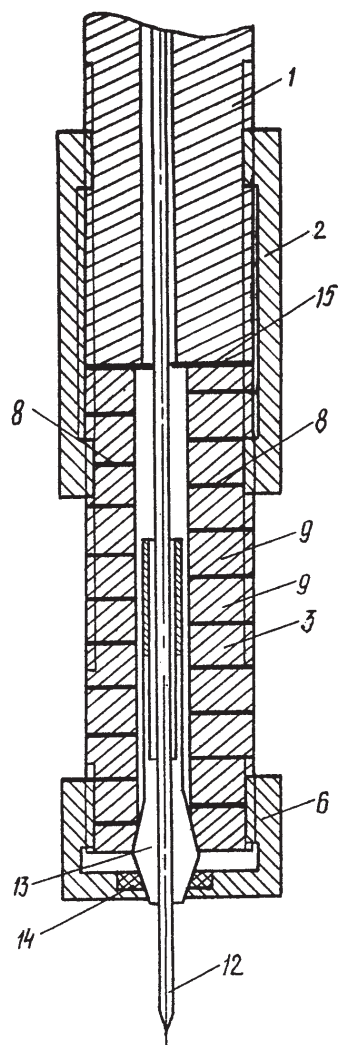


Рис. 29. Горелка для создания регулируемого магнитного поля в зоне сварки при сварке неплавящимся электродом

Для замены неплавящегося электрода 12 гайка 6 откручивается, неплавящийся электрод 12 вынимается из цангового зажима 13 и вставляется другой электрод. После чего гайка 6 накручивается на спиральный токоподвод 3 с усилием, обеспечивающим плотное прижатие цангового зажима 13 к неплавящемуся электроду 12 и спиральному токоподводу 3.

Предлагаемая горелка позволяет применять ее не только для сварки неплавящимся электродом, но и для сварки плавящимся электродом.

Изготовление спирального токоподвода не из дефицитных и дорогих материалов, идущих на изготовление неплавящихся электродов, а из менее дефицитных и значительно более дешевых материалов, например меди, и неограниченный срок службы спирального токоподвода позволяет значительно уменьшить расход материалов, идущих на изготовление неплавящихся электродов, и тем самым значительно снизить стоимость выполнения сварочных работ. Предлагаемая горелка позволяет также увеличить стабильность процесса сварки.

1.15. Улучшение формирования сварных швов с помощью электромагнитного поля

В настоящее время при сварке плавящимся электродом в углекислом газе формирование сварных швов неудовлетворительное. При этом нерационально затрачивается значительное количество сварочной проволоки.

Установлено, что при воздействии магнитного поля на жидкий металл ванны можно улучшить формирование сварных швов. Это достигается при вращении жидкого металла сварочной ванны в электромагнитном поле и оттеснении его на периферию, что способствует расширению сварного шва.

Его ширина увеличивается на 20 %. Кроме этого, вращение жидкого металла сварочной ванны в магнитном поле способствует лучшему перемешиванию металла, т. е. однородности шва и меньшей пористости.

Электромагнитное поле создавалось специальным устройством, которое может быть использовано в серийных сварочных полуавтоматах и автоматах без какой-либо модернизации. Это устройство, несложное в изготовлении, может быть изготовлено практически на любом предприятии.

Для увеличения эффективности воздействия электромагнитного поля в зоне сварочной ванны использовался укороченный мундштук, долговечность которого в 1,2–1,6 раза больше обычного, а материалоемкость и трудоемкость изготовления меньше в ~ 6 раз.

В результате улучшения формирования сварных швов можно получить экономию сварочной проволоки, составляющую 10–20 % ее стоимости.

1.16. Улучшение возбуждения дуги

При ручной дуговой сварке для возбуждения дуги сварщику, как правило, приходится 2–3 раза ударять электродом об изделие, что затрудняет работу сварщика. Кроме того, при ударах покрытие у торца электрода разрушается, что может ухудшить защиту шва от окисления при сварке. В настоящем разделе и в работе [10] для улучшения возбуждения дуги предлагается наносить на металлический торец электрода мелкие опилки чугуна. Перед началом процесса сварщик кратковременно касается торцом электрода опилок чугуна, находящихся в металлической коробке, под дном которой установлен магнит. Небольшое количество опилок налипает на торец электрода, что позволяет возбуждать дугу с первого раза даже

без соприкосновения электрода с изделием. Возбуждение дуги происходит также с первого раза и при загрязненной поверхности изделия и зашлакованном торце электрода.

Установлено, что химический состав металла в начале швов, сваренных предлагаемым и обычным способами, идентичен.

Масса опилок, налипающих на торец электрода, изменяется в пределах от 0,01 до 0,03 г.

Мелкие, пылеобразные опилки чугуна можно получить, например, при обработке чугуна на фрезерном станке пальчиковой фрезой диаметром 20 мм на малых подачах при глубине фрезерования около 12 мм.

При прохождении сварочного тока через металлические опилки на торце электрода они превращаются в пары металла, которые достаточно хорошо проводят ток, что и позволяет с первого раза возбудить дугу. Для увеличения проводимости паров при «сгорании» опилок в них можно добавлять легкоионизирующиеся элементы, например Na_2CO_3 или K_2CO_3 в количестве 3–4 г на 100 г опилок.

Предлагаемый способ можно применять и для улучшения возбуждения дуги при сварке в защитных газах, для чего металлические опилки наносят на торец сварочной проволоки.

1.17. Расширение технологических возможностей контактных точечных машин МТ-809

Контактная точечная машина МТ-809 предназначена для сварки низкоуглеродистой стали толщиной до 3 мм. Однако при производстве металлоконструкций часто требуется сваривать металл больших толщин, как правило, 4 или 5 мм. В этом случае на предприятии применяли дуговую точечную сварку (для этого в одной из деталей просверливают отвер-

ствия по разметке или кондуктору диаметром, равным диаметру требуемой сварной точки), что значительно увеличивает трудоемкость и энергоемкость изготовления сварного соединения, так как на получение сварных точек дуговой сваркой затрачивается в несколько раз больше электроэнергии, чем при сварке на контактных машинах. В связи с этим исследовалась вероятность расширения технологических возможностей контактной точечной машины МТ-809 при сварке металла больших толщин. С этой целью сваривались пластины из стали Ст3 толщиной 3 + 4 и 5 + 5 мм на различных режимах сварки*.

В результате было установлено, что при сварке на восьмой ступени в диапазоне № 1 (при положении ручки «Сварка» на 15-м, а ручки «Проковка» — на восьмом делении) и в диапазоне № 2 (при положении ручки «Сварка» на восьмом, а ручки «Проковка» — на шестом делении) качество сварных точек стальных листов указанной толщины удовлетворительное. При этом давление в цилиндре, обеспечивающем усилие сжатия электродов, составляет 150–200 кПа.

Результаты испытания на прочность полученных сварных соединений показали, что при установке на испытуемых деталях толщиной 5 мм двух сварных точек усилие разрыва для деталей, сваренных в диапазоне № 1, составило 27 кН, в диапазоне № 2 — 33 кН,

Для сравнения испытывались на прочность детали из стали 08КП толщиной 1,5 мм, сваренные на обычных для этой толщины металла режимах. Установлено, что разрывное усилие этих деталей, также сваренных двумя точками, составило 16 кН.

Для сварки использовались электроды, диаметры опорных поверхностей которых были специально подобраны.

* Автор благодарит наладчика электросварочного оборудования Белоконь В.Ф. за помощь, оказанную в работе.

Экономический эффект при замене точек, выполненных дуговой сваркой, на точки, выполненные контактной сваркой, состоит в том, что исключается разметка, кернение, сверление отверстий в одной из деталей и значительно уменьшается расход электроэнергии.

Особо необходимо отметить, что поскольку при сварке в диапазонах № 1 и 2 положение ручек находится посередине, перегрева или выхода из строя контактных машин при сварке стальных листов толщиной 4 + 4 или 5 + 5 мм* не будет. Об этом также свидетельствует и то, что ток в контактной машине при сварке таких листов меньше, чем при сварке на этих же режимах листов меньшей толщины.

1.18. Мундштук для керсинокислородных резаков

В настоящее время в машиностроении и литейном производстве для резки сталей применяют керсинокислородные резаки. При этом для различных резаков используют, как правило, однотипные мундштуки (рис. 30а), которые не обеспечивают достаточно быстрой резки металла и высокого качества поверхности реза.

Разработан мундштук специальной конструкции для резаков различных марок (рис. 30б). Мундштук** испытывали на керсинокислородном резаке РК-02М. При этом скорость резки сталей толщиной до 60–70 мм увеличивается в 1,5–2 раза, улучшается качество поверхности реза (рис. 31), а расход кислорода и керсина снижается на 30 %. Несмотря

* Возможны также и другие сочетания металлических деталей.

** В испытаниях участвовали керсинорезчики Пащенко А.В. и Табунщиков Г.Г.

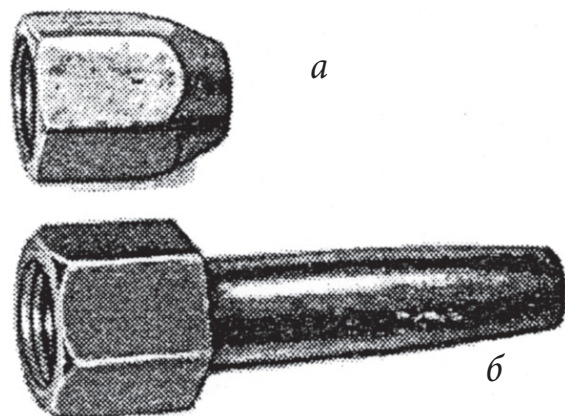


Рис. 30. Обычный (а) и разработанный (б) мундштук для керосинокислородных резаков

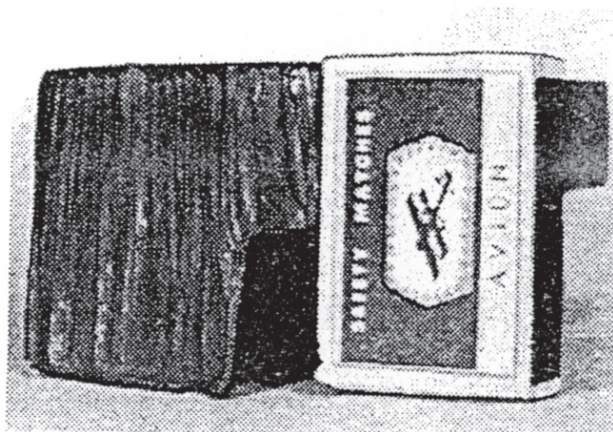


Рис. 31. Вид поверхности реза заготовки из стали 30ХГСА

на большие размеры, мундштук обеспечивает большую маневренность резака, что особенно важно в литейном производстве при резке питателей, соединяющих литые детали со стояком. Кроме того, значительно снижается уровень шума при резке.

1.19. Сопла для газовых горелок

Конструкции сопел газовых горелок [12], хотя и позволяют увеличить скорость истечения из них газов, однако не обеспечивают регулирование мощности поджигающего пламени. Автором настоящего издания предлагаются сопла усовершенствованной конструкции (рис. 32) с регулируемой мощностью поджигающего пламени, которая зависит не только от скорости истечения газов из основного сопла 1, но и состава смеси газов и достигается путем изменения сечения кольцевой щели 2 при установке (снятии) дополнительного сопла 3 на основное.

Дополнительное сопло фиксируется на основном подпружиненным шариком 4 при попадании его в одну из канавок 5 на основном сопле. Нумерация канавок позволяет запомнить расположение дополнительного сопла на основном, что при определенном навыке облегчает регулировку мощности поджигающего пламени.

На рис. 33 приведена конструкция сопла, обеспечивающая повышение скорости истечения газов из горелки без дополнительного расхода газа на поджигающее пламя. Кольцо 1

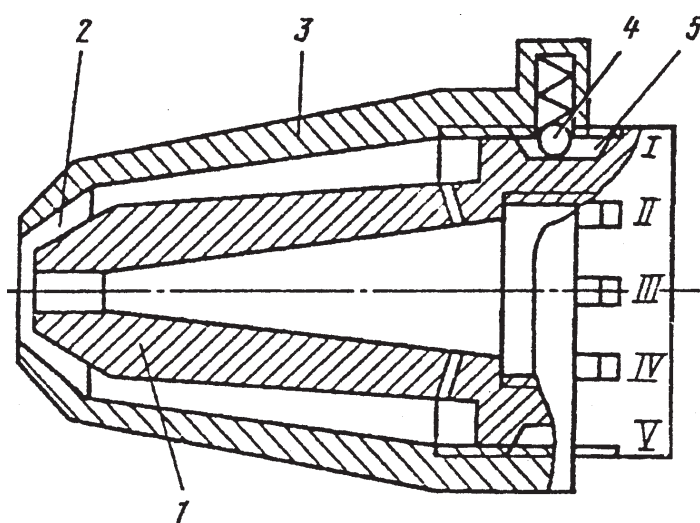


Рис. 32. Сопло с регулируемой мощностью поджигающего пламени

выполнено из тугоплавкого материала, например вольфрама*. При работе горелки кольцо нагревается и не дает пламени оторваться от сопла, обеспечивая возможность увеличения скорости истечения газов из горелки. При применении сопла такой конструкции водяной запорный клапан лучше помещать вблизи горелки.

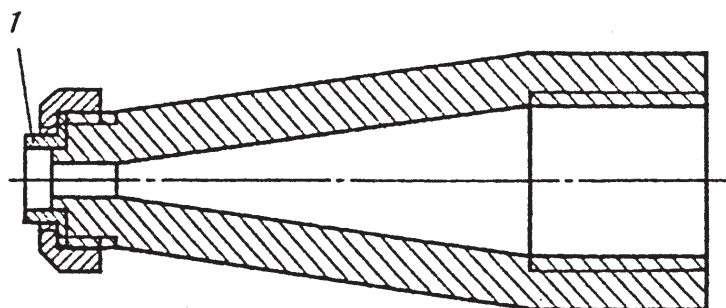


Рис. 33. Сопло, увеличивающее скорость истечения газа без дополнительного расхода на поджигающее пламя

* Установлено, вольфрамовый пруток диаметром 2 мм не растрескивается при многократном нагревании «до бела» и охлаждении в воде, что позволяет считать, что кольцо 1 будет долговечным.

ПРИЧИНЫ ХАРАКТЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУЙНОГО ПЕРЕНОСА МЕТАЛЛА

2.1. Причина скачкообразного перехода от капельного переноса металла к струйному

Для того чтобы убедиться, что причиной скачкообразного перехода от капельного переноса металла к струйному является сила поверхностного натяжения, проведем следующие рассуждения [14].

Для анализа действия силы поверхностного натяжения на перенос электродного металла рассмотрим схему, представленную на рис. 34.

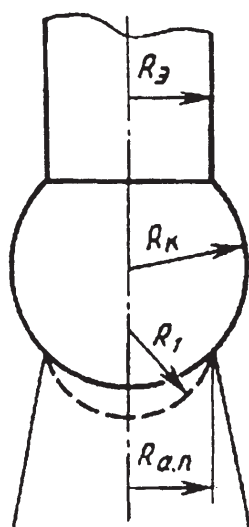


Рис. 34. Схема действия силы поверхностного натяжения на жидкий металл капли, находящейся на торце электрода

Избыточное давление, создаваемое поверхностью капли, занятой активным пятном, определяется выражением

$$\Delta p_1 = \frac{2\sigma_1}{R_k}, \quad (2.1)$$

где σ_1 — коэффициент поверхностного натяжения поверхности капли, занятой активным пятном, Н/м; R_k — радиус капли, м.

Избыточное давление, создаваемое остальной поверхностью капли,

$$\Delta p_2 = \frac{2\sigma_2}{R_k}, \quad (2.2)$$

где σ_2 — коэффициент поверхностного натяжения поверхности капли, не занятой активным пятном.

Пусть температура поверхности капли, занятой активным пятном, постоянна и равна T_1 , а остальной поверхности капли — T_2 . Поскольку $T_1 > T_2$, то $\sigma_1 < \sigma_2$ и, следовательно, $\Delta p_1 < \Delta p_2$. Поэтому на поверхность капли, занятую активным пятном, действует сила, обусловленная перепадом давлений

$$F = (\Delta p_2 - \Delta p_1) S_{\text{а.п}},$$

где $S_{\text{а.п}}$ — площадь активного пятна.

Под действием этой силы жидкий металл капли перемещается из области с повышенным давлением в область с пониженным давлением. При этом поверхность, занятая активным пятном дуги, выпучивается, а ее радиус кривизны уменьшается, что вызывает увеличение давления, создаваемого этой поверхностью. Для простоты решения будем считать, что радиус кривизны поверхности капли, не занятой активным пятном, не изменяется, а увеличение объема капли компенсируется поступлением металла в результате плавления электрода. Выпучивание поверхности капли продолжается до тех пор, пока избыточное давление, создаваемое этой поверхностью, не станет равным давлению, создаваемому остальной поверхностью капли ($\Delta p_1 = \Delta p_2$). Радиус кривизны поверхности капли в этом месте будет $R_1 = R_k (\sigma_1 / \sigma_2)$. Он не может быть меньше радиуса активного пятна $R_{\text{а.п}}$, т.е. $R_1 \geq R_{\text{а.п}}$. Поэтому максимальное избыточное давление, создаваемое этой поверхностью,

$$\Delta p_1^{\text{max}} = \frac{2\sigma_1}{R_{\text{а.п}}}. \quad (2.3)$$

Таким образом, равновесное состояние жидкого металла, находящегося на торце электрода, возможно только в случае, когда:

$$\Delta p_1^{\text{max}} \geq \Delta p_2. \quad (2.4)$$

При этом сила поверхностного натяжения удерживает жидкий металл на торце электрода. Она определяется из вы-

ражения $F = \Delta p_1 S_9$ (S_9 — площадь торца электрода) при $\Delta p_1 = \Delta p_2$. Если условие (2.4) не выполняется, то равновесное состояние невозможно и жидкий металл капли под действием силы, обусловленной перепадом давлений, перемещается из области с более высоким давлением в область с более низким давлением, т.е. сила поверхностного натяжения в этом случае удаляет жидкий металл от торца электрода.

При конкретных размерах капли и заданных σ_1 и σ_2 согласно выражениям (2.1)–(2.3) выполнение условия (2.4) зависит от размеров активного пятна дуги, что удобно записать в следующем виде: $R_{a.п} \leq (\sigma_1/\sigma_2) R_k$.

Размеры активного пятна дуги определяются величиной сварочного тока, поэтому изменяя ток, жидкий металл капли можно переводить из равновесного состояния, когда сила поверхностного натяжения удерживает каплю на электроде, в неравновесное, когда эта сила перемещает жидкий металл от электрода.

Радиус активного пятна, при котором изменяется направление действия силы поверхностного натяжения, обозначим через $R_{a.п}^{кр}$, тогда получим, что:

$$R_{a.п}^{кр} = R_k \frac{\sigma_1}{\sigma_2}. \quad (2.5)$$

Это условие является граничным. Даже при небольшом увеличении радиуса активного пятна ($R_{a.п} > R_{a.п}^{кр}$) жидкий металл под действием силы поверхностного натяжения начинает удаляться от электрода.

Рассмотрим действие этого условия на конкретном примере. Пусть после отрыва очередной капли на торце электрода остается жидкий металл в форме полусферы радиусом, равным радиусу электрода R_9 (рис. 35), что, как правило, и происходит, а столб дуги располагается соосно электроду. Обычно считают, что поверхность капли, занятая активным пятном, нагрета до температуры кипения T_k , а остальная имеет температуру, близкую к температуре плавления $T_{пл}$. Это вполне допустимо из-за близкого расположения этой поверхности

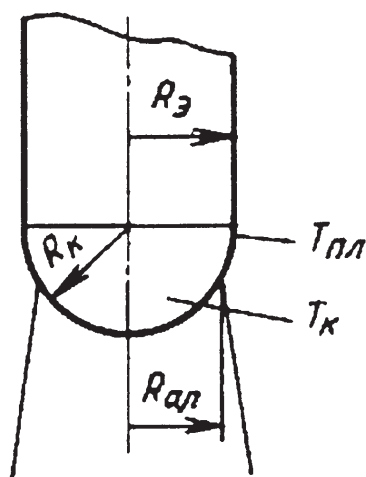


Рис. 35. Схема распределения температуры на поверхности жидкого металла, остающегося на торце электрода после отрыва капли

к границе плавления электрода. Тогда равенство (2.5) можно записать в следующем виде:

$$R_{a.п}^{кр} = R_э \frac{\sigma_к}{\sigma_{пл}}, \quad (2.6)$$

где $\sigma_к$, $\sigma_{пл}$ — коэффициенты поверхностного натяжения при температуре кипения и плавления соответственно, Н/м.

При крупнокапельном переносе металла, когда $R_{a.п} < R_{a.п}^{кр}$, плавно увеличим сварочный ток. Если после отрыва капли $R_{a.п}$ на полусфере жидкого металла, находящегося на торце электрода, окажется меньше $R_{a.п}^{кр}$, то сила поверхностного натяжения будет удерживать жидкий металл на торце электрода и формирование капли повторится в очередной раз. Если же $R_{a.п} > R_{a.п}^{кр}$, то сила поверхностного натяжения стремится переместить его от торца электрода. Такое скачкообразное изменение направления действия силы поверхностного натяжения должно происходить при вполне определенном сварочном токе $I_{кр}$, когда $R_{a.п} = R_{a.п}^{кр}$.

Поскольку сила поверхностного натяжения является основной силой, удерживающей каплю на электроде, скачкообразное изменение ее направления действия должно отразить-

ся на переносе электродного металла, который также скачкообразно должен измениться. При этом оказываются иными не только размеры капель, но и характер формирования жидкого металла на торце электрода. Такое явление называют переходом от капельного переноса металла к струйному.

Таким образом, согласно выдвинутым положениям, переход от капельного переноса к струйному происходит скачкообразно сразу же после отрыва очередной капли.

Используя данные работы [15] и произведя геометрические вычисления, можно показать что $I_{кр}$ является сложной функцией R_{ϑ} , $R_{a.п}^{кр}$ и плотности тока j в активном пятне:

$$I_{кр} = 2\pi R_{\vartheta} \left[R_{\vartheta} - \sqrt{R_{\vartheta}^2 - (R_{a.п}^{кр})^2} \right] j. \quad (2.7)$$

Для проверки правильности полученного выражения составим соотношение критических токов для электродов разных диаметров:

$$\frac{I_{кр1}}{I_{кр2}} = \frac{R_{\vartheta1} \left[R_{\vartheta1} - \sqrt{R_{\vartheta1}^2 - (R_{a.п}^{кр})^2} \right] j_1}{R_{\vartheta2} \left[R_{\vartheta2} - \sqrt{R_{\vartheta2}^2 - (R_{a.п}^{кр})^2} \right] j_2}, \quad (2.8)$$

где индекс «1» относится к электроду диаметром d_1 , «2» — диаметром d_2 .

Поскольку плотность тока, соответствующая $I_{кр}$, для электродов разных диаметров различна, j определяем ее по графикам, построенным по данным работы [16] (рис. 36).

Результаты вычислений для электродов, выполненных из различных материалов, представлены в таблице 2.

Полученное выражение достаточно точно описывает зависимость $I_{кр}$ от диаметра электродов из различных материалов. Значение $R_{a.п}^{кр}$ рассчитывается по формуле (2.6) при:

$$\frac{\sigma_k}{\sigma_{пл}} = \frac{T_{кр} - T_k}{T_{кр} - T_{пл}}. \quad (2.9)$$

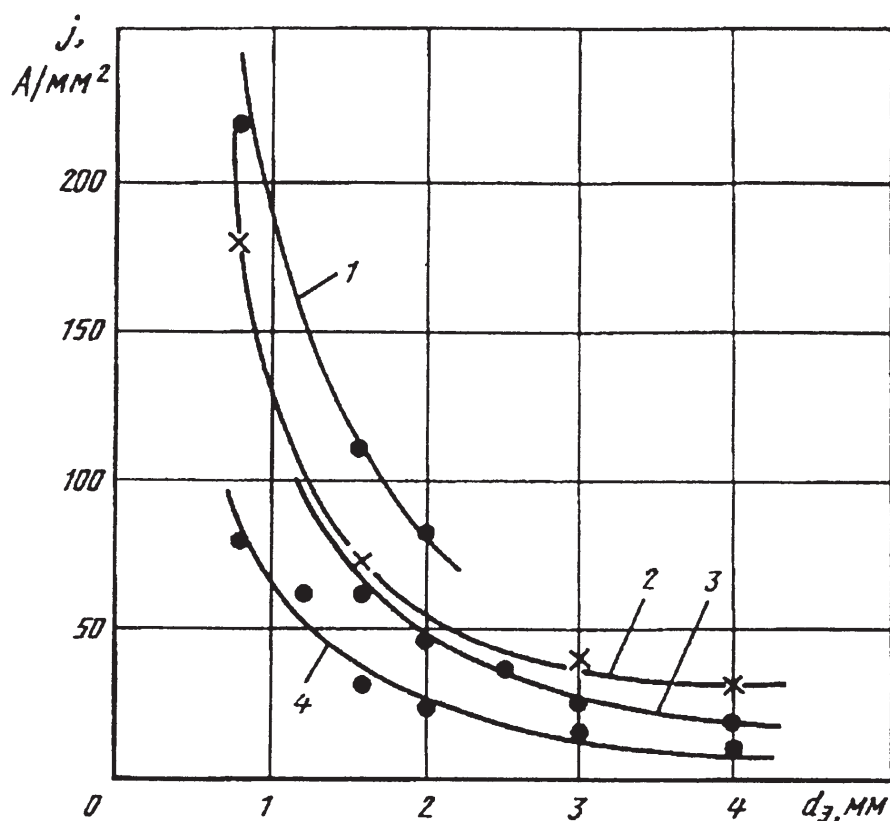


Рис. 36. Зависимость плотности тока, соответствующей $I_{кр}$, от диаметра электрода: 1 — Св-08Г2С (Ar + CO₂); 2, 3 — титан (He и Ar соответственно); 4 — АД1 (Ar);

Это следует из линейной зависимости σ от температуры для жидких металлов [17–21]. Данные о $T_{пл}$, T_k и $T_{кр}$ взяты из работ [22, 23].

2.2. Причина уменьшения критического тока с увеличением вылета электрода

Теперь рассмотрим зависимость величины критического тока от длины вылета электрода. Из формул (2.6) и (2.7) предыдущего раздела следует, что величина критического тока определяется формулой:

$$I_{кр} = 2\pi R_э^2 j \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\sigma_k^2}{\sigma_{пл}^2}} \right). \quad (2.10)$$

Поскольку поверхность жидкого металла, не занятая активным пятном, имеет температуру большую, чем температура плавления металла электрода и близка к температуре капли ($T_{кап}$), висящей на торце электрода перед переходом к струйному переносу, то формулу (2.10) можно записать в виде:

$$I_{кр} = 2\pi R_э^2 j \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\sigma_k^2}{\sigma_{кап}^2}} \right), \quad (2.11)$$

где $\sigma_{кап}$ — коэффициент поверхностного натяжения, соответствующий $T_{кап}$, Н/м.

Известно, что с увеличением длины вылета электрода температура отрывающихся от электрода каплей уменьшается. Поскольку коэффициент поверхностного натяжения жидких металлов увеличивается при уменьшении температуры, то это приводит к увеличению $\sigma_{кап}$ и, согласно формуле (2.11), к уменьшению величины критического тока.

2.3. Причина образования конуса жидкого металла на торце электрода при струйном переносе

В разделе 2.1 было установлено, что с постепенным увеличением сварочного тока при достижении определенных размеров активного пятна после отрыва очередной капли, когда на торце электрода остается полусфера жидкого металла, последний под действием силы поверхностного натяжения начинает перемещаться вдоль оси электрода [14].

Поскольку в центральной части поверхности капли у оси электрода температура жидкого металла выше, чем на поверхности жидкого металла, находящегося у торца электрода, коэффициент поверхностного натяжения в центральной части капли меньше, чем у торца электрода [24]. Поэтому жидкий металл, перемещаясь от торца электрода вдоль его оси, постепенно вытягивается в конус, объем которого может быть больше первоначального объема капли вследствие поступления жидкого металла при плавлении электрода. Из-за отсутствия экспериментальных данных и сколько-нибудь достоверных предположений об изменении температуры поверхности жидкого металла в момент образования конуса не удастся детально исследовать механизм его образования.

Однако после образования устойчивого конуса жидкого металла с достаточной достоверностью можно допустить, что температура его поверхности изменяется плавно от температуры плавления $T_{пл}$ у торца электрода до температуры кипения T_k у вершины конуса. Для проведения расчетов наиболее удобно допустить, что изменение температуры вдоль оси конуса происходит по линейной зависимости (рис. 37). Поскольку коэффициент поверхностного натяжения σ почти линейно уменьшается с увеличением T , то зависимость σ от x также будет линейной (см. рис. 37).

Известно, что давление внутри объема жидкости определяется из уравнения Лапласа

$$p = \frac{\sigma}{R_1} + \frac{\sigma}{R_2},$$

где R_1 и R_2 — радиусы кривизны поверхности жидкости.

Для поверхности жидкости, имеющей форму конуса, один из радиусов стремится к бесконечности, а другой линейно уменьшается с увеличением расстояния от основания конуса. Допустим, что в формуле Лапласа один из радиусов кривизны равен бесконечности и выясним, как при сделанных допущениях будет изменяться другой радиус. При постоянном давлении

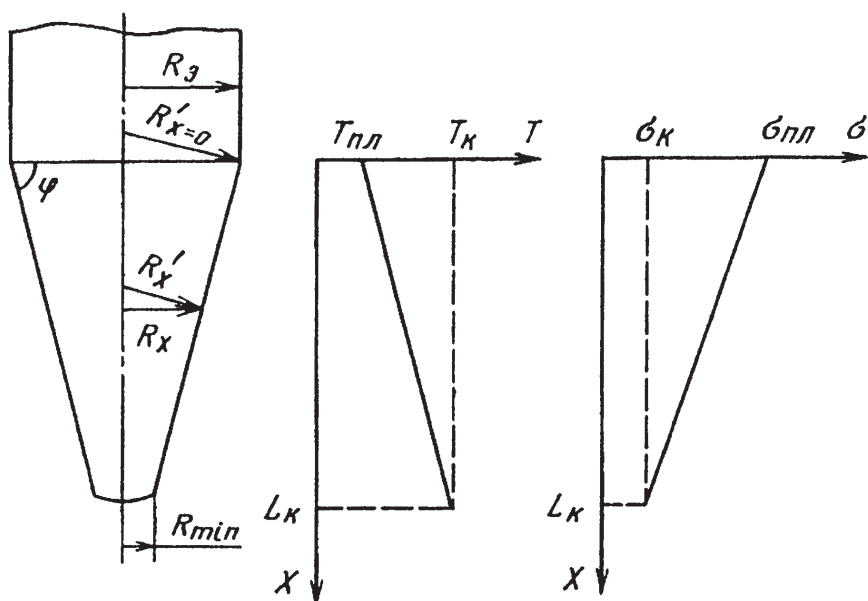


Рис. 37. Зависимость T и σ жидкого металла от расстояния до торца электрода

нии поверхностного натяжения внутри рассматриваемого объема жидкости получим $p = \sigma/R = \text{const}$, откуда $R = \sigma/\text{const} = c\sigma$, где c — постоянная величина. Поскольку σ линейно уменьшается с ростом x (см. рис. 37), то аналогичным образом от x будет зависеть и R , т.е. по мере удаления от торца электрода радиус кривизны поверхности жидкого металла уменьшается по линейной зависимости. Следовательно, поверхность жидкости в рассматриваемом случае имеет форму конуса.

Проверим, является ли эта форма поверхности жидкого металла при заданном распределении σ от x устойчивой. Пусть в результате случайных причин на боковой поверхности конуса образовалась выпуклость. Поскольку радиусы кривизны выпуклости меньше радиусов кривизны конуса, то давление, создаваемое поверхностным натяжением в области выпуклости, согласно формуле Лапласа больше, чем в остальной части конуса, и жидкий металл из области выпуклости переместится в объем конуса, а значит, выпуклость исчезнет.

Теперь допустим, что на боковой поверхности конуса образовалась вогнутость. Давление, создаваемое поверхностным натяжением на вогнутой поверхности, направлено не внутрь

конуса, а наружу, т.е. давление жидкого металла вблизи вогнутой поверхности меньше, чем в остальной части конуса и жидкий металл под действием перепада давлений перемещается в область вогнутой поверхности до тех пор, пока давление не выровняется по всему объему жидкого металла и вогнутость исчезнет. Следовательно, конусообразная поверхность жидкого металла при рассматриваемых условиях является устойчивой.

2.4. Причина зависимости длины конуса жидкого металла на торце электрода от его теплопроводности

Зависимость σ от x можно записать уравнением [24]:

$$\sigma_x = \sigma_{пл} - ax, \quad (2.12)$$

где $a = (\sigma_{пл} - \sigma_k)/L_k$ — постоянная, определяемая теплофизическими свойствами материала электрода, где $\sigma_{пл}$ и σ_k — коэффициенты поверхностного натяжения металла при температурах плавления и кипения соответственно, Н/м; L_k — длина конуса, м; см. рис. 37.

Для невесомой жидкости, имеющей форму конуса и находящейся в равновесном состоянии, с учетом того, что один радиус кривизны равен бесконечности, а другой $R'_x = R_x \sin \varphi$ (см. рис. 37):

$$\frac{\sigma_x}{R_x} \sin \varphi = \frac{\sigma_{пл}}{R_\vartheta} \sin \varphi = \text{const.} \quad (2.13)$$

Откуда $R_x = (\sigma_x/\sigma_{пл}) R_\vartheta$ и с учетом уравнения (2.12) получим при $x = L_k$:

$$R_{\min} = R_\vartheta (1 - bL_k), \quad (2.14)$$

где b — постоянная, определяемая теплофизическими свойствами электрода и равная $a/\sigma_{\text{пл}}$.

Таким образом, при заданном R_9 параметры конуса R_{min} и L_k определяются теплофизическими свойствами материала электрода.

В работе [25] отмечается, что длина конуса тем больше, чем меньше теплопроводность материала электрода. Это явление можно объяснить на основе результатов проведенного анализа. При движении жидкого металла от торца электрода с начальной температурой $T_{\text{пл}}$ скорость его нагрева определяется его теплопроводностью. Чем она меньше, тем больше расстояние от торца электрода до вершины конуса, на котором происходит нагрев металла до заданной температуры. В рассматриваемом случае нагрев до T_k происходит на участке L_k . При заданном R_9 это означает, что чем меньше теплопроводность, тем больше длина конуса при струйном переносе.

Так, например, при сварке алюминия и меди в аргоне на обратной полярности длина конуса на электроде у алюминия при одном и том же диаметре электрода в два раза больше, чем у медного электрода. При этом теплопроводность меди примерно в два раза больше, чем теплопроводность алюминия: $\lambda_{\text{Cu}} = 406,0$ Вт/м·град, а $\lambda_{\text{Al}} = 221,5$ Вт/м·град [22].

Особо необходимо отметить, что длина конуса жидкого металла при сварке в общем случае определяется не только теплофизическими свойствами жидкого металла конуса, но и количеством тепла, введенным в жидкий металл по мере его продвижения от границы плавления до вершины конуса, так как от этого также зависит скорость нагрева жидкого металла по мере его продвижения к вершине конуса.

Количество введенного в жидкий металл тепла, в свою очередь, зависит от мощности источника тепла, которым в рассматриваемом случае является активное пятно. Следовательно, длина конуса определяется также плотностью тока в активном пятне, расположенном на конусе по всей его поверхности, и падением напряжения в приэлектродной области.

2.5. Причина линейной зависимости диаметра отрывающихся капель от диаметра электрода при струйном переносе

Известно, что при струйном переносе металла в аргоне диаметр капель d_k , отрывающихся от нижнего основания конуса расплавленного металла на торце электрода, линейно зависит от диаметра электрода $d_э$: $d_k = kd_э$. Стабильность этой зависимости для электродов различных марок и диаметров вероятнее всего обусловлена причинами, вызывающими струйный перенос металла.

Цель этого раздела — анализ данной зависимости на основе работ [14, 24], в которых переход от капельного переноса к струйному объясняется изменением коэффициента поверхностного натяжения.

Определим коэффициент k в указанной зависимости. В работах [26–30] показано, что значение k колеблется в пределах 0,7–0,8.

Согласно работе [24], температура в нижней части конуса жидкого металла равна температуре кипения T_k (рис. 38), а верхней, примыкающей к торцу электрода — температуре плавления $T_{пл}$. При установившихся размерах конуса (см. рис. 38) давление поверхностного натяжения в верхней и нижней частях конуса будет одинаковым, т.е.:

$$\frac{\sigma_{пл}}{R'_{max}} = \frac{\sigma_k}{R'_{min}}, \quad (2.15)$$

где $\sigma_{пл}$, σ_k — коэффициенты поверхностного натяжения при $T_{пл}$ и T_k в верхней и нижней частях конуса соответственно, Н/м; R'_{max} , R'_{min} — радиусы кривизны конуса в верхней и нижней частях соответственно, м.

Поскольку $R'_{max} = R_э/\sin\phi$, а $R'_{min} = R_{min}/\sin\phi$, то формулу (2.15) можно представить в виде:

$$\frac{\sigma_{пл}}{R_э} \sin\phi = \frac{\sigma_k}{R'_{min}} \sin\phi. \quad (2.16)$$

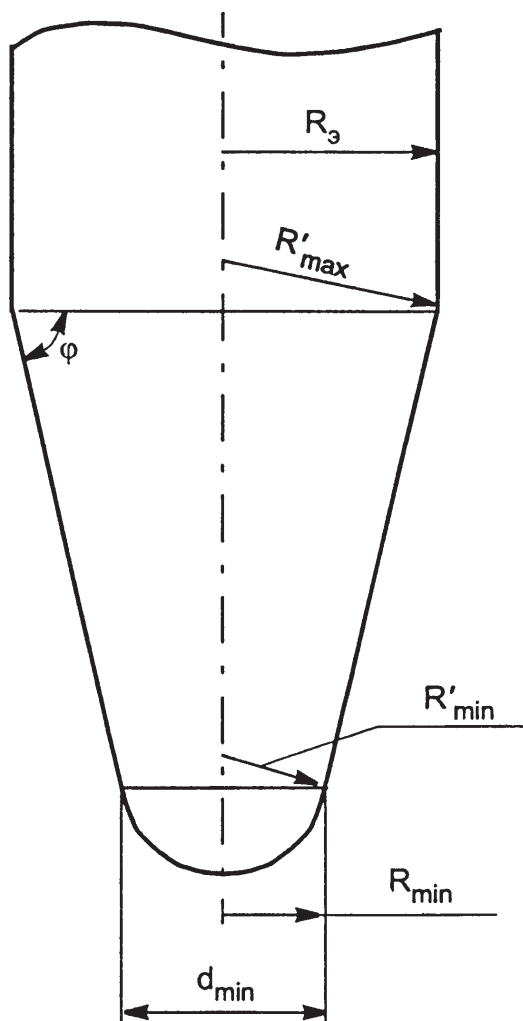


Рис. 38. Схема устойчивого положения конуса жидкого металла под действием поверхностного натяжения

Откуда следует, что $R_{\min} = R_{\text{э}} \sigma_{\text{к}} / \sigma_{\text{пл}}$, или $d_{\min} = d_{\text{э}} \sigma_{\text{к}} / \sigma_{\text{пл}}$. Для заданного материала электрода $\sigma_{\text{к}} / \sigma_{\text{пл}} = c = \text{const}$, поэтому можно записать $d_{\min} = c d_{\text{э}}$. Следовательно, диаметр нижнего основания конуса $d_{\min}$ для любого материала электрода является линейной функцией $d_{\text{э}}$.

Определим значение c для наиболее часто встречающихся материалов электрода. Согласно работе [14]:

$$c = \frac{\sigma_{\text{к}}}{\sigma_{\text{пл}}} = \frac{T_{\text{кр}} - T_{\text{к}}}{T_{\text{кр}} - T_{\text{пл}}}, \quad (2.17)$$

где $T_{\text{кр}}$ — критическая температура металла, К.

Значения $T_{кр}$, T_k и $T_{пл}$ для чистых металлов брались из работ [22, 23]. Согласно результатам расчетов, для стальных электродов $c = 0,77$, алюминиевых — 0,63, медных — 0,68, титановых — 0,83, магниевых — 0,83, что весьма близко к значению, определенному экспериментально. Однако k определяли для диаметра оторвавшихся капель, а c характеризует диаметр нижнего основания конуса жидкого металла. Поэтому рассмотрим, насколько диаметр капли может превосходить диаметр нижнего основания конуса d_{min} .

Известно, что скорость газовых потоков при струйном переносе в аргоне порядка 10^3 м/с [29, 31], а при струйном переносе в углекислом газе при сварке проволокой с покрытием из легкоионизирующихся веществ — $(1-6)10^3$ м/с [32, 33]. Следовательно, газодинамическая сила, действующая на каплю, формирующуюся на нижнем основании конуса, со стороны газового потока должна быть значительной. Анализ остальных сил, действующих на каплю, показал, что они существенно меньше газодинамической силы. Поэтому рассмотрим процесс отрыва капли на основе следующего баланса сил: силы поверхностного натяжения F_σ , удерживающей каплю на нижнем основании конуса, и газодинамической силы $F_{г.п}$, способствующей отрыву капли.

Тогда:

$$F_\sigma = \pi d_{min} \sigma_k. \quad (2.18)$$

Согласно работе [29], сила, действующая на каплю:

$$F_{г.п} = \frac{\Psi \pi d_k^2}{4} \frac{\rho V_{г.п}^2}{2},$$

где Ψ — коэффициент гидродинамического сопротивления [31], равный 0,7; ρ — плотность газа, кг/м³; $V_{г.п}$ — скорость газовых потоков, м/с.

Для аргоновой плазмы [29, 31]:

$$P = \frac{486}{T}, \quad (2.19)$$

где T — температура газа, К.

В рассматриваемом случае газовый поток действует не на всю поверхность капли, а лишь на ту ее часть, которая выступает за пределы нижнего основания конуса. Поэтому

$$F_{г.п} = \frac{\Psi \pi (d_k^2 - d_{\min}^2)}{4} \frac{\rho V_{г.п}^2}{2}. \quad (2.20)$$

Из равенства $F_{г.п} = F_{\sigma}$, согласно формулам (2.18) и (2.20) и с учетом того, что $d_{\min} = cd_э$, определим диаметр отрывающейся капли:

$$d_k = \sqrt{\frac{8cd_э\sigma_k}{\Psi\rho V_{г.п}} + c^2 d_э^2}, \quad (2.21)$$

Оценим диаметр отрывающихся капель для стального электрода. Пусть температура газовых потоков $T = 10^4$ К, тогда, согласно формуле (2.19), $\rho = 4,86 \cdot 10^{-2}$ кг/м³. Допустим также, что $V_{г.п} = 1,2 \cdot 10^3$ м/с. Согласно формуле (2.17),

$$\sigma_k = \sigma_{пл}(T_{кр} - T_k)/(T_{кр} - T_{пл}).$$

Для стального электрода $\sigma_{пл} = 1,84$ Н/м [22], $T_{кр} = 7680$ К [23], $T_k = 3160$ К [22], $T_{пл} = 1812$ К [22]. Следовательно, $\sigma_k = 1,42$ Н/м. Подставляя в формулу (2.21) значения входящих в нее величин, приближенно определим d_k в зависимости от $d_э$. Результаты расчетов приведены на рис. 39, из которого следует, что в пределах диаметров электродов, используемых при сварке, d_k линейно зависит от $d_э$ и незначительно превышает $d_{\min}$, что подтверждает правильность сделанного предположения.

Вместе с тем необходимо отметить, что коэффициент $k = d_k/d_э$ при малых диаметрах электрода возрастает и при стремлении $d_э$ к нулю стремится к бесконечности (рис. 40). Это означает, что при уменьшении $d_э$, начиная с некоторого значения, получить струйный перенос металла невозможно. Это подтверждается экспериментально. Так, при сварке в аргоне проволокой Св-08Г2С диаметром $0,5 \cdot 10^{-3}$ м струйный перенос металла получить не удастся даже при весьма больших значениях тока. При проведении экспериментов не удалось получить струйный перенос даже при токе 180 А, так как

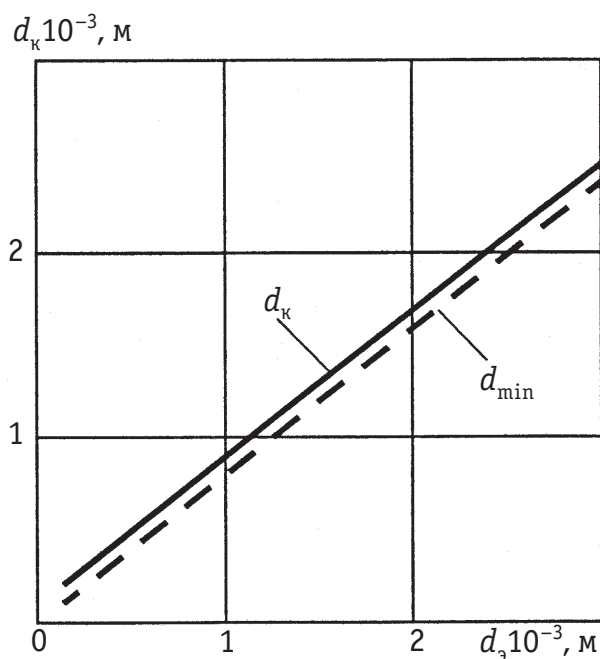


Рис. 39. Линейная зависимость диаметра капли от диаметра электрода

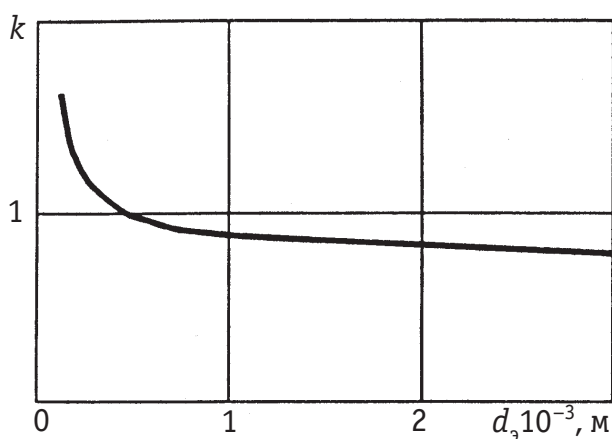


Рис. 40. Расчетная зависимость коэффициента k от диаметра электрода

от электрода отделяются капли, диаметр которых больше диаметра электрода. Экстраполяция же данных для значений критического тока, приведенных в табл. 12 работы [16], для проволок из углеродистой стали показывает, что для этого диаметра проволоки $I_{\text{кр}} = 120 \text{ А}$.

Подтверждением результатов расчета, приведенных на рис. 40, является также тот факт, что при стремлении d_e к нулю

плотность критического тока стремится к бесконечно большой величине [14, 16]. Поскольку это невозможно, то этот факт также свидетельствует о невозможности получения струйного переноса при малых диаметрах электрода. Видимо, по этой причине в работе [16], несмотря на приведенные значения $I_{кр}$ для электродов различных материалов и диаметров, не приведены значения $I_{кр}$ для электродов, диаметр которых меньше $0,8 \cdot 10^{-3}$ м.

Рассмотрим теперь динамику процесса отрыва капли от конуса (рис. 41). Из расчетов следует, что если d_k незначительно

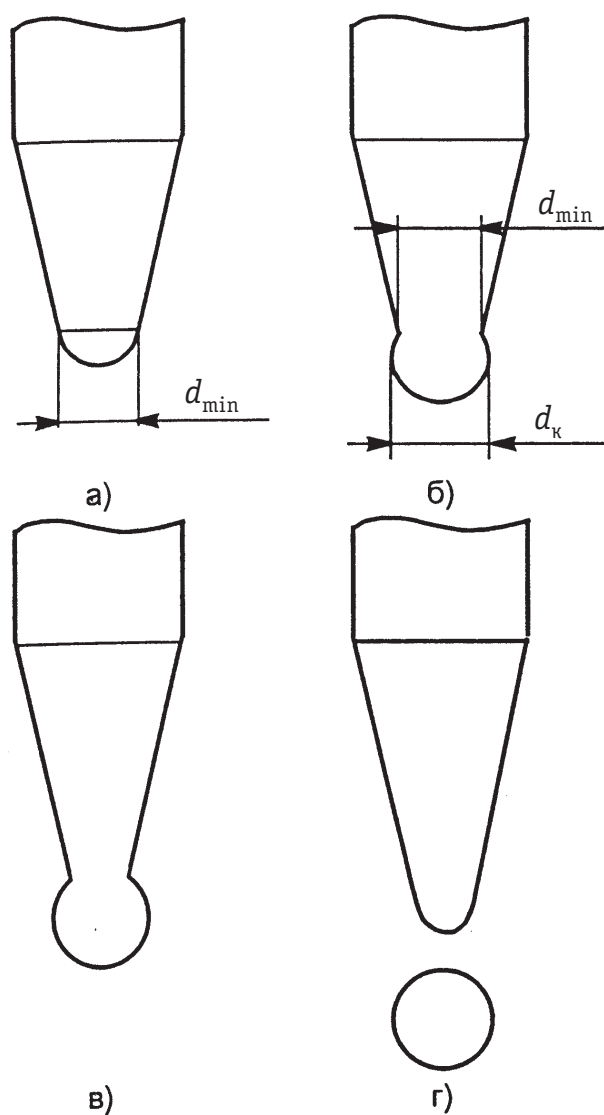


Рис. 41. Схема отрыва капли от конуса под действием газовых потоков

превосходит $d_{\min}$ (см. рис. 41б), $F_{г.п}$ превышает F_{σ} , что приводит к перемещению капли вниз (см. рис. 41в), и, как следствие, вытягиванию конуса жидкого металла и уменьшению диаметра шейки. Это уменьшает F_{σ} и приводит к отрыву капли (см. рис. 41г), диаметр которой будет несколько больше $d_{\min}$. После отрыва капли радиус кривизны нижней части конуса будет значительно меньше $d_{\min}/2$ (см. рис. 41а, г). Следовательно, в этой части конуса поверхностное натяжение будет больше, чем в верхней его части, и жидкий металл под его действием должен подтянуться вверх до восстановления устойчивой формы (см. рис. 41а), если за время перемещения и отрыва капли в конус не поступило заметное количество металла или если за это время оплавилось достаточное количество металла для образования новой капли, то жидкий металл примет форму, показанную на рис. 41б. После чего процесс отрыва капли повторяется.

Однако, если скорость газовых потоков будет достаточно велика, то под действием $F_{г.п}$ возможно уменьшение диаметра нижнего основания конуса по сравнению с устойчивым ($d_{\min}$), способствуя тем самым отделению от конуса более мелких капель. Этот эффект при струйном переносе отмечается в работе [34].

2.6. Причина характерного шипения при струйном переносе

В работе [23] установлено, что при струйном переносе металла скорость газовых потоков превышает скорость звука в сварочной дуге. Поэтому при отрыве каждой очередной капли от электрода у ее лобовой поверхности образуется отошедшая ударная волна. Образование каждой ударной волны со-

проводится одной ударной волной окружающего газа, т.е. звуковой волной. Поэтому можно предположить, что чередование звуковых волн, вызванных образованием отошедших ударных волн у лобовой поверхности капли с частотой, равной частоте отрыва капель от электрода, и приводит к образованию низкочастотного шипения, сопровождающего струйный перенос металла.

2.7. Причина скачка тока при переходе от капельного переноса металла к струйному

Вначале рассмотрим следующий эксперимент. При ведении процесса сварки на прямой полярности проволокой марки Св-08Г2С диаметром $1,2 \cdot 10^{-3}$ м с покрытием из углекислых солей цезия и калия полуавтоматической сваркой постепенно увеличивалась подача проволоки, что приводило к увеличению тока, и при скачкообразном переходе от крупнокапельного переноса к струйному горелку вместе с рукой резко подбрасывало вверх. То же происходило и с горелкой, установленной на ребре металлической пластины. Это свидетельствует о том, что в момент перехода к струйному переносу скачкообразно увеличивается скорость газовых потоков в дуге, величина которых превышает скорость звука в дуге [33].

Согласно работе [33] около лобовой поверхности капли, летящей в дуге, образуется сверхзвуковая отошедшая волна, что приводит к значительному увеличению температуры дуговой плазмы около капли вплоть до $(3...4) \cdot 10^5$ К [33], и естественно увеличивает проводимость дуги на этом участке. Это вызывает уменьшение общего сопротивления дуги, что при постоянном напряжении на дуге увеличивает сварочный ток. Это, по-видимому, и является причиной скачка тока при переходе от капельного переноса к струйному.

Необходимо отметить также, что при сварке в аргоне на обратной полярности при переходе от капельного переноса металла к струйному наблюдается скачок тока ~ 20 А, а при сварке на прямой полярности проволоками с покрытиями из легкоионизирующихся веществ в углекислом газе этот скачок тока составляет ~ 50 А.

Это явление можно объяснить тем, что скорость газовых потоков в аргоновой дуге перед переходом к струйному переносу металла, когда наблюдается мелкокапельный перенос, значительно больше скорости газовых потоков при сварке в углекислом газе, когда перед началом струйного переноса наблюдается крупнокапельный перенос металла. Поэтому и температура газа у лобовой поверхности мелких капель в аргоне выше температуры газа у лобовой поверхности крупных капель в углекислом газе перед переходом к струйному переносу, так как температура газа увеличивается при любой его скорости при торможении [35]. Причем, чем больше скорость газа перед торможением, тем больше его температура у тормозящей поверхности. Следовательно, и проводимость аргоновой дуги на обратной полярности в момент перехода к струйному переносу увеличивается не столь значительно, как проводимость дуги в углекислом газе на прямой полярности. Это, по-видимому, и является причиной меньшего скачка тока.

Кроме того, переход от крупнокапельного переноса к струйному при сварке в углекислом газе проволокой с покрытием из легкоионизирующихся веществ сопровождается упорядочиванием газовых потоков в дуге и в близко расположенных к ней областях. Это способствует увеличению всасывания легкоионизирующихся веществ, испаряющихся с электрода у границы его плавления, в дугу в момент перехода к струйному переносу, что в свою очередь способствует дополнительному скачкообразному увеличению проводимости дуги и, значит, и дополнительному увеличению скачка тока.

2.8. Причина отсутствия струйного переноса при сварке малыми диаметрами электродов*

В работе [24] и в разделе 2.3 показано, что наличие конуса жидкого металла на торце электрода можно объяснить специфическим действием поверхностного натяжения при сварке. Однако в них рассмотрено существование конуса на торце электрода в статике и при наличии только силы поверхностного натяжения. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Вначале рассмотрим силы, которые действуют на конус жидкого металла при сварке. Это, прежде всего, сила тяжести, сила, обусловленная испарением жидкого металла с поверхности конуса в активном пятне и сила, обусловленная пинч-эффектом.

Рассмотрим их по порядку. Вследствие того, что объем жидкого металла в конусе для обычно применяемых диаметров сварочных электродов мал, мала будет и сила тяжести, действующая на него.

Рассмотрим теперь силу, обусловленную реактивным действием паров. При струйном переносе вся поверхность конуса занята активным пятном, поэтому испарение металла будет идти по всей его поверхности примерно равномерно. Поэтому давление, обусловленное реактивным действием паров металла в одном месте конуса, будет компенсироваться давлением паров металла в другом его месте, что не должно сказаться на форме конуса жидкого металла. Из сказанного следует, что и сила, обусловленная реактивным действием паров металла, не оказывает существенного действия на конус жидкого металла.

Теперь рассмотрим силу, обусловленную пинч-эффектом, образующимся в результате прохождения сварочного тока через конус и прилегающую к нему часть столба дуги.

* Этот материал был отправлен в редакцию журнала «Сварочное производство» в 2002–2003 гг.

Рассмотрим схему, предложенную в работе [36], из анализа которой в этой работе сделан вывод о том, что действие электромагнитной силы $F_{\text{э.м}}$ является причиной перехода от капельного переноса к струйному. В работе [36] считается, что в точке A (см. рис. 3 работы [36]) «давление, обусловленное сжимающим действием тока, равно давлению, создаваемому поверхностным натяжением». Поскольку сварочный ток ($I_{\text{св}}$) протекает как внутри жидкого металла конуса, так и снаружи, электромагнитное давление ($P_{\text{э.м}}$) создается и внутри конуса, и в столбе дуги непосредственно у наружной поверхности конуса. Следовательно, величина результирующего давления, создаваемого $F_{\text{э.м}}$ и действующего в точке A на поверхность конуса определится разностью давлений снаружи и внутри конуса в непосредственной близости от точки A . Величина $P_{\text{э.м}}$ со стороны дуги на расстоянии Δx от точки A определяется выражением [37]:

$$P_{\text{э.м1}} = \frac{\mu_0 I_{\text{св}} j_1}{4\pi} \left[1 - \frac{(x + \Delta x)^2}{R_{\text{д}}^2} \right], \quad (2.22)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, Гн/м; j_1 — плотность тока на расстоянии Δx от точки A внутри конуса, А/м²; x — проекция точки A на ось X , см. рис. 42, м; $R_{\text{д}}$ — радиус дуги в горизонтальном сечении, проходящем через точку A , м.

А $P_{\text{э.м}}$ с внутренней стороны конуса на расстоянии Δx от точки A будет*

$$P_{\text{э.м2}} = \frac{\mu \mu_0 I_{\text{св}} j_2}{4\pi} \left[1 - \frac{(x - \Delta x)^2}{R_{\text{д}}^2} \right], \quad (2.23)$$

где μ — относительная магнитная проницаемость жидкого металла; j_2 — плотность тока на расстоянии Δx от точки A внутри конуса, А/м²;

* На самом деле вместо Δx в формулах (2.22) и (2.23) должно быть $\Delta x \cdot \cos(90^\circ - \alpha)$, так как $P_{\text{э.м}}$ должно определяться в точках, расположенных на перпендикуляре к образующей конуса, проходящем через точку A . Однако в связи с тем, что величина Δx чрезвычайно мала, в формулах (2.22) и (2.23) это не учитывалось.

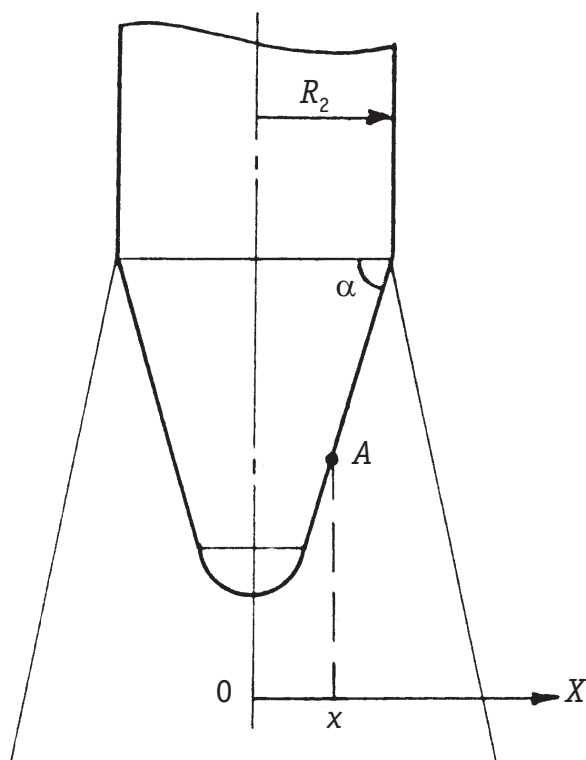


Рис. 42

Согласно работе [37] $\mu \sim 1$, поэтому величины $P_{\text{э.м1}}$ и $P_{\text{э.м2}}$ отличаются между собой только знаком величины Δx и величинами j_1 и j_2 . Определим порядок величины Δx исходя из физической природы объекта. Естественным, что $P_{\text{э.м}}$ должно определяться в непосредственной близости от точки A , находящейся на поверхности конуса. Поэтому Δx по порядку величины должна соответствовать толщине «стенки» конуса жидкого металла, т.е. толщине «пленки», в которой реализуются его поверхностные свойства. Согласно работам [18, 38, 39 и др.] толщина поверхностной «пленки» жидких металлов составляет 2...3 атомных слоя, т.е. имеет порядок $(6...10) \cdot 10^{-10}$ м. Такой же порядок должна иметь и величина Δx . Поскольку $R_d \sim 10^{-3}$ м, то можно считать, что величина Δx бесконечно мала по отношению к R_d и x (см. рис. 42). Относительные величины j_1 и j_2 можно определить из условия непрерывности линий тока, в рассматриваемом случае проходящих через

любую точку на поверхности конуса, в том числе и через точку A и в ее окрестности в пределах участка $\pm \Delta x$. Поскольку величина Δx чрезвычайно мала, то и различие в величинах j_1 и j_2 будет также весьма малым. Из этого следует, что величины $P_{\text{э.м}1}$ и $P_{\text{э.м}2}$ отличаются на бесконечно малую величину. Следовательно, и перепад давлений, создаваемый $F_{\text{э.м}}$ по обе стороны поверхности конуса в точке A , также бесконечно мал. Величина же давления, создаваемого поверхностным натяжением в точке A , имеет вполне определенную величину $P_{\sigma} = (\sigma/x) \sin \alpha$, где σ — коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; α — угол наклона образующей конуса к торцу электрода (см. рис. 42). Действительно, давление поверхностного натяжения на расстоянии Δx от точки A внутри конуса будет $P_{\sigma 2} = (\sigma/x) \sin \alpha$, а снаружи конуса на любом расстоянии от его поверхности $P_{\sigma 1} = 0$, т.е. разность давлений у поверхности конуса в окрестности точки A будет $P_{\sigma 2} - P_{\sigma 1} = (\sigma/x) \sin \alpha$, т.е. имеет вполне определенную величину. Следовательно, давление, создаваемое поверхностным натяжением при струйном процессе не уравнивается давлением, обусловленным действием $F_{\text{э.м}}$ и само действие $F_{\text{э.м}}$ сводится к нулю.

Из сказанного следует, что силы тяжести, реактивного давления испаряющегося металла и пинч-эффекта можно не учитывать при анализе сил, действующих на конус жидкого металла, находящийся на торце электрода. Поэтому можно считать, что жидкий металл в конусе перемещается под действием двух сил, силы поверхностного натяжения и скоростного напора жидкого металла, который поступает в конус благодаря подаче электрода в зону плавления. Определим, каким образом будет изменяться величина угла ϕ (см. рис. 43) от скорости поступления жидкого металла $V_{\text{ж}}$ в конус.

Выберем элементарный объем жидкого металла, находящийся на боковой поверхности конуса, на который действует избыточное давление поверхностного натяжения ΔP_{σ} и давление поступающего в конус жидкого металла $P_{\text{н}}$ (см. рис. 43). Естественно, что выделенный объем металла получает уско-

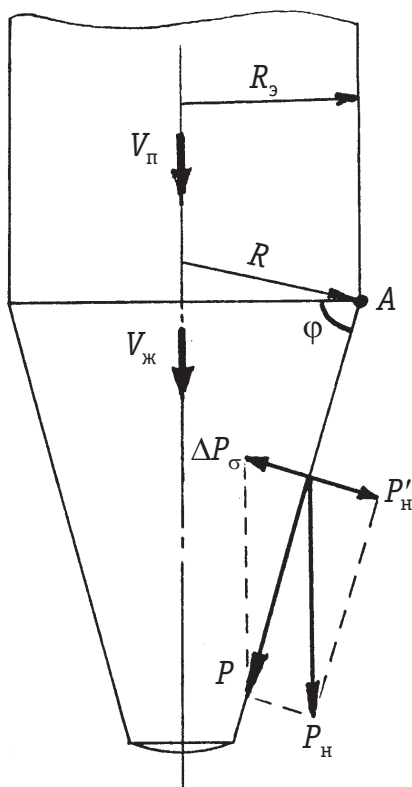


Рис. 43

рение в направлении действия результирующей P этих сил. Поскольку из практики известно, что образующая конуса жидкого металла на торце электрода является прямой линией, то движение выбранного объема металла происходит по прямой, которая является образующей конуса, следовательно, направление ускорения, полученного выделенным объемом от результирующей P совпадает с направлением движения этого объема, в частности это означает, что $\Delta P_{\sigma} = P_{\text{н}}$ (см. рис. 43). Из чего следует, что результирующая P совпадает с образующей конуса жидкого металла.

Из сказанного следует, что направление результирующей P не зависит от положения выбранного объема на образующей конуса, поэтому с целью упрощения расчетов будем рассматривать действие выбранных сил в верхнем основании конуса в точке A , где действие других сил, действующих при сварке, минимально.

Определим величины ΔP_σ и P_n . В работе [24] показано, что при учете только силы поверхностного натяжения жидкий металл на торце электрода может принимать форму конуса и может находиться в этом состоянии сколько угодно долго. При этом давление, создаваемое поверхностным натяжением во всех точках конуса, будет одинаковым. Следовательно, существует такой угол $\phi = \phi_0$, при котором конус находится в стационарном состоянии и при котором перемещение жидкого металла в конусе не происходит, т.е. при $\phi = \phi_0$:

$$\Delta P_\sigma = P_{\sigma A} - P_\sigma = 0, \quad (2.24)$$

где $P_{\sigma A}$ — давление поверхностного натяжения в точке A , Н/м²; P_σ — давление поверхностного натяжения в любой произвольно выбранной точке конуса при $\phi = \phi_0$, Н/м².

Под действием втекающего в конус металла угол ϕ увеличивается и давление, создаваемое поверхностным натяжением в верхней части конуса, в этом случае будет больше, чем в нижней, т.е. в этом случае:

$$\Delta P_\sigma = P_{\sigma A} - P_\sigma \neq 0. \quad (2.25)$$

Поскольку величина P_σ не зависит от места ее определения на поверхности конуса при $\phi = \phi_0$, то можно записать, что в точке A при $\phi = \phi_0$ $P_\sigma = (\sigma_{пл}/R_\vartheta) \sin \phi_0$, а величина $P_{\sigma A}$ в уравнении (2.25) будет $P_{\sigma A} = (\sigma_{пл}/R_\vartheta) \sin \phi$. Тогда величину ΔP_σ в точке A можно записать в виде:

$$\Delta P_\sigma = \frac{\sigma_{пл}}{R_\vartheta} \sin \phi - \frac{\sigma_{пл}}{R_\vartheta} \sin \phi_0, \quad (2.26)$$

где $\sigma_{пл}$ — коэффициент поверхностного натяжения при температуре плавления металла электрода, Н/м; R_ϑ — радиус электрода, м.

Величину P_n можно приближенно определить из закона сохранения импульса силы $\vec{F}t = m\vec{V}_1 - m\vec{V}_2$, где F — сила, действующая на площадку S , расположенную параллельно образующей конуса и перпендикулярно скорости движения жидкого металла массой m с начальной и конечной скоростями V_1

и V_2 соответственно, t — время действия силы. Не учитывая силы вязкости жидкого металла и считая, что $V_1 = V_{\text{ж}} \cos \phi$, а $V_2 = 0$, т.е. считая, что после столкновения с поверхностью конуса жидкий металл движется параллельно поверхности конуса в его нижнюю часть, получим

$$Ft = (\rho_{\text{ж}} V_{\text{ж}} St \cos \phi) V_{\text{ж}} \cos \phi,$$

где $\rho_{\text{ж}} V_{\text{ж}} St \cos \phi = m$, а $\rho_{\text{ж}}$ — плотность жидкого металла, кг/м^3 .

Откуда $F = \rho_{\text{ж}} V_{\text{ж}}^2 S \cos^2 \phi$, а давление, создаваемое этой силой, будет $P'_n = \rho_{\text{ж}} V_{\text{ж}}^2 \cos^2 \phi$. Поскольку $\Delta P_{\sigma} = P'_n$, то можно записать:

$$\frac{\sigma_{\text{пл}}}{R_{\text{э}}} \sin \phi - \frac{\sigma_{\text{пл}}}{R_{\text{э}}} \sin \phi_0 = \rho_{\text{ж}} V_{\text{ж}}^2 \cos^2 \phi.$$

Учитывая, что $\cos^2 \phi = 1 - \sin^2 \phi$, после преобразования получим:

$$\rho_{\text{ж}} V_{\text{ж}}^2 \sin^2 \phi + \frac{\sigma_{\text{пл}}}{R_{\text{э}}} \sin \phi - \frac{\sigma_{\text{пл}}}{R_{\text{э}}} \sin \phi_0 - \rho_{\text{ж}} V_{\text{ж}}^2 = 0. \quad (2.27)$$

Для решения уравнения (2.27) при известных величинах $\sigma_{\text{пл}}$, $R_{\text{э}}$, $\rho_{\text{ж}}$, $V_{\text{ж}}$ относительно $\sin \phi$ необходимо знать величину $\sin \phi_0$.

Поскольку скорость подачи электрода $V_{\text{п}}$ определяется для твердого электрода при комнатной температуре, то $V_{\text{ж}} = (\rho_{\text{т}}/\rho_{\text{ж}}) V_{\text{п}}$, где $\rho_{\text{т}} = 7,8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ — плотность металла электрода при комнатной температуре, а $\rho_{\text{ж}} = 7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

По фотографии конуса жидкого металла на торце электрода марки Св-08Г2С диаметром $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ при сварке в аргоне на токе, близком к критическому, установлено, что $\phi \approx 68^\circ$.

Согласно работе [16] для этой проволоки величина критического тока равна $I_{\text{кр}} = 260 \text{ А}$, а скорость подачи при этой величине тока $V_{\text{п}} = 5,56 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$. По данным работ [40, 41] для проволоки марки Св-08Г2С $\sigma_{\text{пл}} = 1,27 \text{ Н/м}$. Из уравнений (2.25) и (2.27) найдем величину $\sin \phi_0 = 0,9249$.

Решая уравнение (2.27) относительно $\sin \phi$ для стальной проволоки диаметром $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ при заданных значениях $V_{\text{п}}$, получим зависимость, представленную на рис. 44, согласно

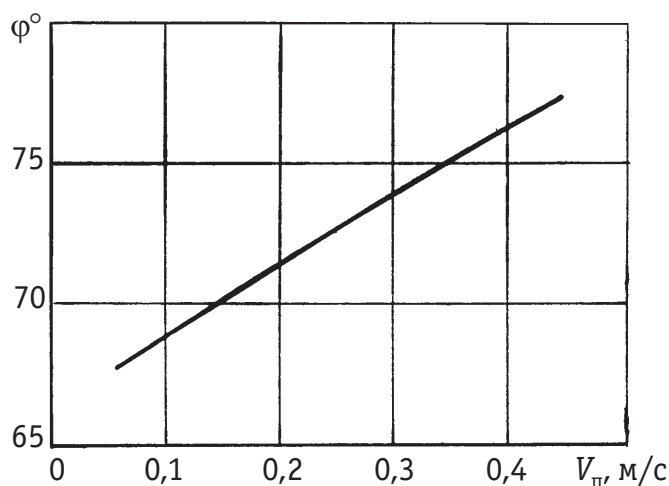


Рис. 44

которой с увеличением V_n угол ϕ увеличивается и при достаточно большой величине V_n стремится к 90° .

Откуда следует, что с увеличением тока сварки, т.е. с увеличением V_n , длина конусообразной части жидкого металла должна возрастать, так как увеличивается угол ϕ и может достигнуть такой длины, что конус жидкого металла станет неустойчивым, что вызовет его перемещение относительно оси электрода. Такое явление при сварке известно и называется вращательно-струйным переносом металла [16].

Таким образом, объяснен еще один характерный признак струйного переноса металла. Это подтверждает справедливость допущений о степени важности сил, действующих на конус жидкого металла, сделанных вначале этих рассуждений и свидетельствует о правильности проведенного на их основе анализа.

При сварке проволоками меньшего диаметра струйный перенос достигается при больших V_n , из чего следует, что угол ϕ будет увеличиваться с уменьшением диаметра электрода и при некотором диаметре электрода будет мало отличаться от 90° . Действительно, при сварке в аргоне проволокой марки СВ-08Г2С диаметром $0,5 \cdot 10^{-3}$ м жидкий металл на торце электрода еле заметно сужается к нижней части, так что его форму

можно считать почти цилиндрической, а с нижней части жидкого металла отделяются капли, диаметр которых превышает диаметр электрода. Такой перенос металла, естественно, нельзя назвать струйным, и он наблюдается вплоть до тока 180 А, что значительно превышает ожидаемую величину критического тока, который согласно данным таблицы 12 работы [16] линейно зависит от диаметра электрода и при диаметре стального электрода $0,5 \cdot 10^{-3}$ м должен быть равен 120 А. Следовательно, для каждого материала электрода помимо ограничения по максимальной величине тока, когда струйный перенос переходит во вращательно-струйный, существует еще и ограничение по минимальному диаметру электрода, при котором получение струйного переноса вообще невозможно.

Кроме того, необходимо отметить, что в связи с тем, что в реальном случае $\phi > \phi_0$, давление поверхностного натяжения на участке конуса в верхней его части больше, чем в нижней, что вызвано увеличением радиусов нижележащих слоев конуса по сравнению с равновесными при $\phi = \phi_0$ под действием скоростного напора жидкого металла. Из этого следует, что в реальном случае поверхностное натяжение способствует перемещению жидкого металла на участке конуса из верхней его части в нижнюю.

Из ранее сказанного следует, что чем меньше величина ϕ , тем меньше величина критического тока ($I_{кр}$), поэтому из уравнения (2.27) определим $\sin\phi$ для установления физических параметров, влияющих на величину $I_{кр}$:

$$\sin\phi = \frac{-\frac{\sigma_{пл}}{R_э} + \sqrt{\frac{\sigma_{пл}^2}{R_э^2} + 4\rho_{ж} V_{ж}^2 \left(\frac{\sigma_{пл}}{R_э} \sin\phi_0 + \rho_{ж} V_{ж}^2 \right)}}{2\rho_{ж} V_{ж}^2}. \quad (2.28)$$

Анализ численных решений по формуле (2.28) при различных $\sigma_{пл}$, $\rho_{ж}$ и $V_{ж}$ показывает, что величина ϕ уменьшается с увеличением $\sigma_{пл}$ и уменьшением $\rho_{ж}$ и $V_{ж}$. Поскольку количество тепла (Q), вводимое в твердый металл проволоки в единицу времени пропорционально $V_{п}$, то можно записать:

$$Q \equiv \frac{\pi d_n^2}{4} l \rho_T c (T_{nl} - T) \equiv V_{\pi}, \quad (2.29)$$

где d_n — диаметр проволоки, м; $l = V_{\pi} \cdot 1$ сек, м; c — теплоемкость металла проволоки, Дж/(кг·град); T — начальная температура проволоки, К.

Разделив обе части этого тождества на l , получим величины, характеризующие единицу длины проволоки при заданном d_n , т.е. физические параметры самого металла проволоки, влияющие на величину V_{π} , а, значит, и сварочный ток. Из сказанного следует, что можно записать:

$$\phi \equiv \frac{d_n^2 \rho_T c (T_{nl} - T)}{\sigma_{nl}} \equiv I_{кр} \quad (2.30)$$

Полученный критерий (K) показывает, что предварительный подогрев проволоки — увеличение T , уменьшает $I_{кр}$, что наблюдается на практике и подтверждает правильность выбора этого критерия. Правильность этого критерия подтверждается также и тем фактом, что с увеличением вылета электрода (l_v) величина $I_{кр}$ уменьшается. Действительно, увеличение l_v приводит к увеличению подогрева проволоки на участке вылета проходящим током, что равнозначно увеличению T , а, значит, уменьшению $I_{кр}$. Правильность критерия K также подтверждается и численными сведениями, приведенными в таблице 2, из которой следует, что чем меньше критерий K , тем меньше $I_{кр}$ как при сварке в аргоне, так и при сварке в гелии.

Согласно параметру K $I_{кр}$ пропорционален d_n^2 , а из практики следует, что $I_{кр}$ линейно зависит от d_n [16]. Это расхождение объясняется тем, что технологический процесс сварки на проволоках с разными d_n ведется на разных l_v , причем, чем больше d_n , тем больше l_v . Поскольку с увеличением l_v $I_{кр}$ уменьшается, то квадратичный рост $I_{кр}$ с увеличением d_n компенсируется сопутствующим уменьшением $I_{кр}$ при увеличении l_v , происходящим при увеличении d_n .

Аналогичная зависимость $I_{кр}$ от d_n и $\sigma_{пл}$ имеется и в работе [14], см. формулы (6) и (7) этой работы и 2.6 и 2.7 настоящего

Таблица 2

Защитный газ	Материал электрода	$I_{кр}, A, \text{ при } d_3, \text{ мм}$						
		0,8	1,2	1,6	2,0	2,5	3,0	4,0
Ar	АД1	80/–	100/117	130/128	145/143	210/176	235/225	260/250
	Титан	–/–	210/–	250/253	270/286	360/348	380/387	430/433
He	Титан	180/–	220/219	290/293	–/–	–/–	550/549	750/751
Ar + (20-25)% CO ₂	Св-08ГС, Св-08Г2С	220/–	380/378	440/440	520/519	–/–	–/–	–/–

Примечание. В числителе даны экспериментальные значения, в знаменателе – расчетные.

издания, полученные из других обоснований, что также подтверждает правильность выбора критерия K .

Таблица 3

Материал проволоки	$I_{кр}, А$ при $d_{п} = 1,6 \cdot 10^{-3} м [16]^*$		$K \cdot 10^2$
	Ar	He	
Fe	260-	—	74
Ti	250	290	71
Сплавы меди	220	280	69
Mg	200	240	50
Al	130	135	36

* Критерий K пригоден и для других диаметров проволок.

Численные значения ρ_T , c , $T_{пл}$ и $\sigma_{пл}$ взяты из работы [22]. Величина T принята равной 300 К.

2.9. Прогнозирование величины критического тока при разработке новых марок сварочных проволок

Известно, что струйный перенос электродного металла является наиболее оптимальным. Однако достижение струйного переноса ограничено величиной критического тока $I_{кр}$, определенной для каждого диаметра электрода $d_{п}$ и материала сварочной проволоки. Поэтому целью настоящего раздела является изучение способов уменьшения $I_{кр}$.

Известно, что увеличение вылета сварочной проволоки уменьшает $I_{кр}$. Это явление согласно предыдущему разделу можно объяснить следующим. Из формул (2.29) и (2.30) следует, что уменьшить $I_{кр}$ можно путем увеличения дополнительного количества тепла (Q), идущего на расплавление

проволоки. Одним из способов увеличения Q является увеличение вылета проволоки, которое при заданном составе материала проволоки позволяет одновременно увеличить Q как за счет увеличения электрического сопротивления вылета (R_v) путем увеличения его длины, так и за счет увеличения времени пребывания каждого элемента вылета под током, что также достигается путем увеличения вылета электрода при заданной скорости подачи проволоки. Однако уменьшить $I_{кр}$ при проектировании новых марок сварочных проволок можно и за счет увеличения удельного сопротивления материала проволоки (γ) путем введения в его состав специальных добавок, что приведет к увеличению R_v , а, значит, и Q и позволит уменьшить $I_{кр}$ без увеличения вылета сварочной проволоки.

В предыдущем разделе предложен критерий K , позволяющий прогнозировать относительную величину $I_{кр}$ для заданного $d_{пл}$ в зависимости от материала проволоки, который и позволяет сделать вышеописанный вывод об уже известных способах уменьшения $I_{кр}$:

$$K = \frac{d_{пл}^2 \rho c (T_{пл} - T)}{\sigma_{пл}} \equiv I_{кр}, \quad (2.31)$$

где ρ — удельная масса материала проволоки, кг/м³; c — теплоемкость материала проволоки, Дж/(кг·град); $T_{пл}$ — температура плавления материала проволоки, К; T — начальная температура проволоки, К; $\sigma_{пл}$ — коэффициент поверхностного натяжения материала проволоки, Н/м.

Однако коэффициент K не учитывает теплоту плавления, которая соответствует его физической природе. Поэтому в настоящем разделе предлагается использовать коэффициент K' , равный:

$$K' = \frac{\rho [c (T_{пл} - T) + c']}{\sigma_{пл}} \equiv I_{кр} \quad (2.32)$$

где c' — теплота плавления материала проволоки, Дж/кг.

Согласно формуле (2.32) $K' \equiv I_{кр}$. Это означает, что отношение $I_{кр}/K' = a$ есть постоянная величина и не должна зависеть

от материала сварочной проволоки, что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными, см. таблицу 4, и подтверждает правильность выбора критерия K' . Аналогичный вывод можно сделать и относительно коэффициента K .

Согласно критериям K и K' уменьшить $I_{кр}$ можно путем увеличения электрического сопротивления металла проволоки, что позволит при меньших токах вводить в проволоку на участке вылета прежнее количество тепла a , значит, сохранить величину T на прежнем уровне, соответствовавшем большему $I_{кр}$. О правильности этого вывода свидетельствует несоответствие величин K' и $I_{кр}$ сплавов меди для сварки в аргоне, см. таблицу 3, в сравнении с чистой медью, для которой и был рассчитан коэффициент K' (коэффициент K' показывает, что для чистой меди величина $I_{кр}$ должна быть больше), так как любые практически вводимые добавки в чистую медь увеличивают ее электрическое сопротивление. При этом необходимо отметить, что для сварки в гелии, при которой, согласно работе [16], использовалась чистая медь, величина $I_{кр}$ соответствует величине коэффициента K' , см. таблицу 3.

Согласно коэффициенту K' уменьшение величины $I_{кр}$ при разработке новых марок проволоки может быть достигнуто и путем уменьшения величины c' для разрабатываемого материала сварочной проволоки. Увеличить $I_{кр}$ можно путем уменьшения $\sigma_{пл}$ проволоки.

Для примера рассчитаем величину $I_{кр}$ для никеля. Согласно работе [8] $\rho_{Ni} = 8,9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $c_{Ni} = 444,4 \text{ Дж/(кг·град)}$, $c_{Ni} = 300,3 \text{ Дж/кг}$, $T_{пл} = 1728 \text{ К}$, $\sigma_{плNi} = 1,81 \text{ Н/м}$, тогда при $T = 300 \text{ К}$ коэффициент K' будет равен $K' = 31,2 \cdot 10^8$. Ожидаемую величину $I_{кр}$ определим по формуле:

$$I_{кр} = a_{ср} K' \quad (2.33)$$

где $a_{ср}$ — средний коэффициент для заданной величины $d_{п}$ и для $d_{п} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ в аргоне $a_{ср} = 9,12 \cdot 10^{-8}$, а в гелии $a_{ср} = 10,68 \cdot 10^{-8}$, см. таблицу 4.

Следовательно, ожидаемая величина $I_{кр}$ для никеля в аргоне будет $I_{кр} = 285 \text{ А}$, а в гелии $I_{кр} = 330 \text{ А}$.

Таблица 4

Материал прово- локи	$I_{кр}, A$ при $d_{п} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ [2]		$K' \cdot 10^8$	$a \cdot 10^{-8}$		$a_{ср} \cdot 10^{-8}$		Отклонение a от $a_{ср}, \%$	
	Ar	He		Ar	He	Ar	He	Ar	He
Fe	260	–	29,0	8,97	–	9,12	10,68	1,6	–
Ti	250	290	27,7	9,03	10,47			1,0	2,0
Cu	220*	280	26,9	8,18*	10,41			10,3*	2,5
Mg	200	240	19,5	10,26	12,31			12,5	15,3
Al	130	135*	14,2	9,15	9,51*	0,3		7,3*	

Знаком «*» отмечены значения величин для сплавов [16].
Коэффициент K' пригоден и для других диаметров сварочных проволок.

Уменьшить величину $I_{кр}$ для проволоки из никеля можно, например, путем увеличения γ , чего можно достигнуть, вводя в него, например, хром, что увеличивает электрическое сопротивление никеля.

Точность расчетов величины $I_{кр}$ по формуле (2.33), которая определяется точностью коэффициента $a_{ср}$, см. таблицу 4, достаточно велика. Из таблицы видно, что для относительно чистых металлов отклонения от $a_{ср}$ находятся в пределах 0,3...2,5 %, что выше точности экспериментов по определению величины $I_{кр}$, которая обычно не превышает 3...4 %. Из таблицы видно, что наибольшие отклонения от $a_{ср}$ наблюдаются для сплавов. Так, для сплавов меди в аргоне отклонение от $a_{ср}$ составляет 10,3 %, а для сплавов алюминия при сварке в гелии это отклонение составляет 7,3 %. Для магния как при сварке в аргоне, так и при сварке в гелии отклонения наибольшие, что, вероятно, можно объяснить тем, что магний также был с добавками. Однако общие отклонения для сплавов находятся в пределах 7...15 %. Следовательно, формула (2.33) пригодна для оценки величин $I_{кр}$ не только для относительно чистых металлов, но и для сплавов.

2.10. Причины образования струйного переноса при сварке проволоками с покрытиями из легкоионизирующихся веществ на прямой и обратной полярностях и преимущества процесса сварки в CO_2 проволокой с покрытием из K_2CO_3 в сравнении с обычной проволокой*

Недостатком наиболее распространенной сварки в CO_2 является значительное разбрызгивание, обусловленное нестабильным расположением дуги в пространстве, и неудовле-

* Этот материал был отправлен в редакцию журнала «Сварочное производство» в начале 2000 г.

творительное формирование сварных швов на повышенных режимах.

Одним из возможных путей оптимизации процесса сварки в CO_2 является нанесение на поверхность сварочной проволоки солей легкоионизирующихся веществ (ЛИВ). В результате удастся стабилизировать дугу на всех режимах сварки и получить струйный перенос металла, сопровождающийся минимальным разбрызгиванием.

В данном разделе и в работе [87] исследован механизм и показаны преимущества способа сварки проволокой с покрытием из ЛИВ по сравнению со сваркой обычной проволокой. Сварка выполнялась в CO_2 проволокой Св-08Г2С диаметром 1,6 мм током прямой и обратной полярности, напряжением 32 В; скорость сварки 30 м/ч, вылет 20 мм.

Очищенная сварочная проволока пропусклась через вертикально расположенную мерную трубку с раствором азотно-кислой соли одного из щелочных металлов определенной концентрации, а затем через вертикально расположенную шахтную печь, где с поверхности проволоки испарялась вода, после чего проволока наматывалась на кассету.

По расходу раствора и длине прошедшей через него проволоки определялась масса ЛИВ на 1 м проволоки. Результаты экспериментов приведены на рис. 45. Видно, что при сварке на прямой полярности Cs и Rb значительно уменьшают критический ток $I_{\text{кр}}$, а при сварке на обратной полярности Cs не менее значительно увеличивает $I_{\text{кр}}$, в то время как K и Na при прямой полярности не влияют на $I_{\text{кр}}$, а при обратной — заметно снижают его.

Столь различное влияние ЛИВ на $I_{\text{кр}}$ при сварке на прямой и обратной полярностях можно объяснить существенным различием в механизмах действия ЛИВ на процесс струйного переноса.

В работе [14] показано, что струйный перенос можно объяснить изменением характера действия силы поверхностного натяжения $F_{\text{п.н}}$ на жидкий металл, находящийся на торце

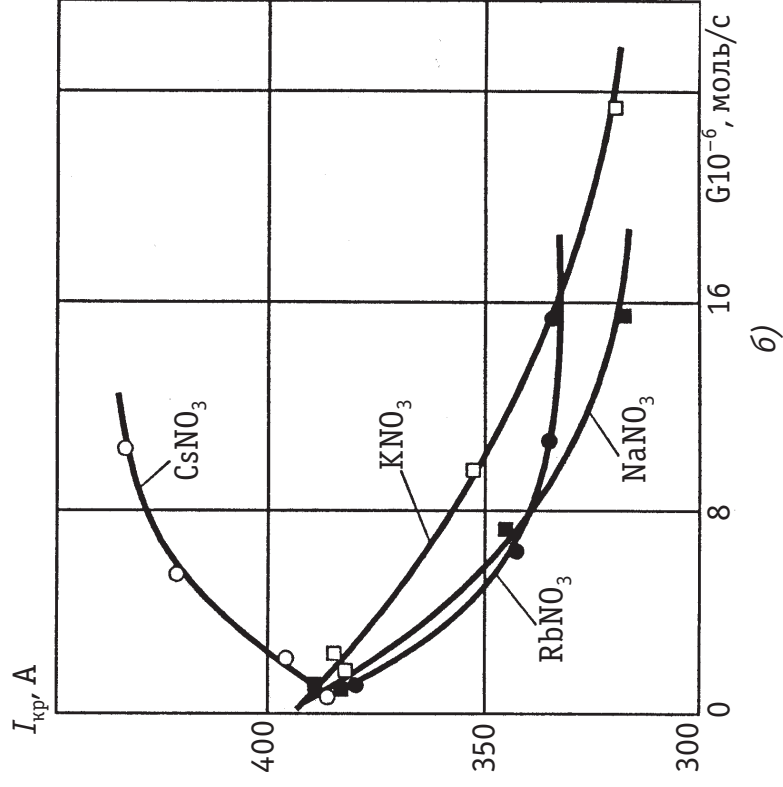
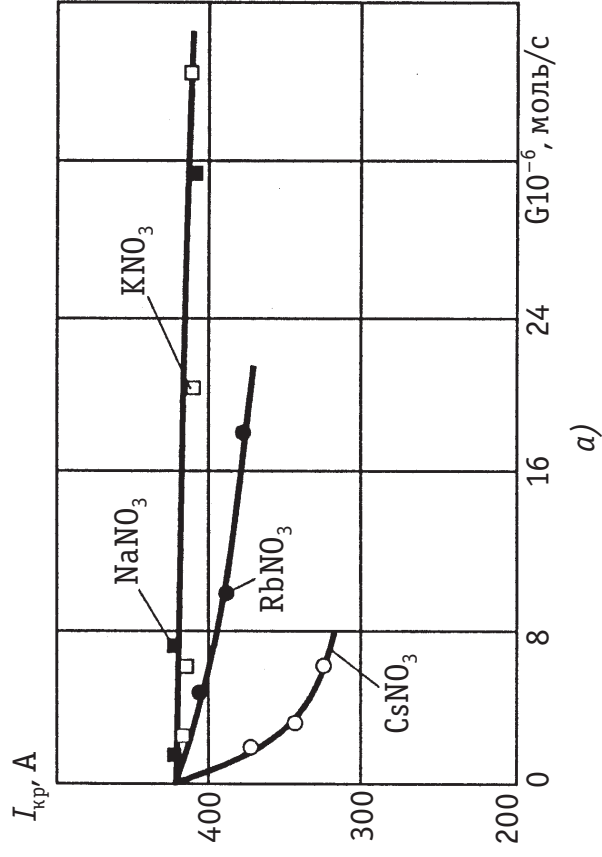
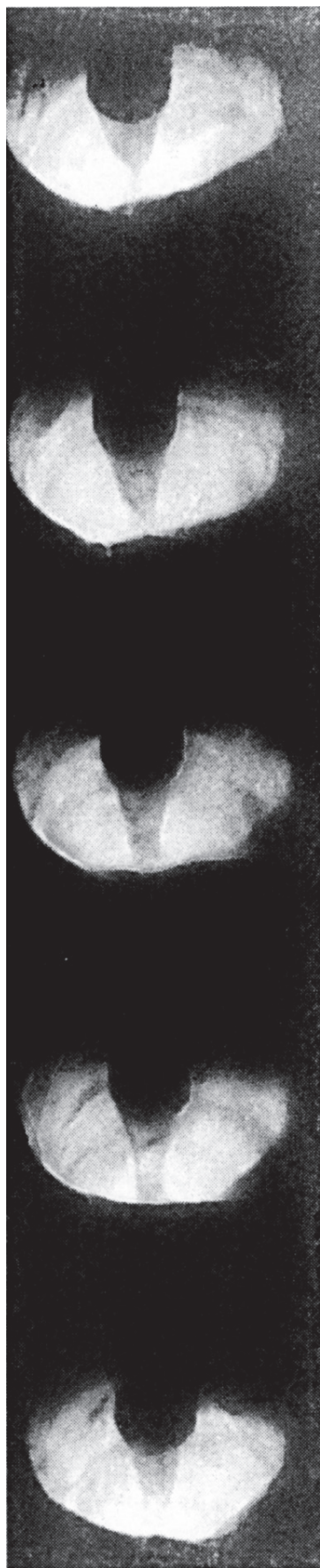


Рис. 45. Зависимость $I_{кр}$ концентрации G ЛИВ в покрытии при сварке током прямой (а) и обратной (б) полярности

электрода. Увеличение сварочного тока вызывает увеличение площади активного пятна на поверхности жидкого металла на торце электрода, что в связи с более низким поверхностным натяжением жидкого металла в активном пятне, обусловленном его высокой температурой, при определенном радиусе активного пятна (т.е. при определенном значении сварочного тока) приводит к скачкообразному изменению направления действия $F_{п.н}$. Последняя способствует перемещению жидкого металла от торца электрода, что приводит к скачкообразному уменьшению размеров отрывающихся от электрода капель и изменению формы жидкого металла на торце электрода [24]. Эта схема струйного переноса применима как при сварке на прямой, так и при сварке на обратной полярностях, но в связи с различными процессами в катодной и анодной областях механизм действия ЛИВ в них различен, а, следовательно, различно и влияние ЛИВ на $I_{кр}$.

В катодной области доля ионов в общем токе значительна [37], поэтому ионы ЛИВ в катодной области участвуют в переносе тока наряду с ионами металла электрода, что влияет на электростатическую силу $F_э$, действующую в катодном пятне и способствующую удалению жидкого металла от электрода [42]. Критический размер катодного пятна уменьшается, а значит, и уменьшается сварочный ток, соответствующий размерам пятна, при котором происходит переход от капельного переноса к струйному, т.е. уменьшается $I_{кр}$ [14, 42]. Причем в работе [42] показано, что чем больше масса ионов ЛИВ по сравнению с массой ионов металла электрода и чем больше их количество, тем больше $F_э$, а значит, тем меньше $I_{кр}$, что и наблюдается на практике (см. рис. 45а). Действительно, атомная масса иона Cs в углеродных единицах составляет 132,9, а иона Rb — 85,5, что значительно больше атомной массы иона Fe — 55,8. Поэтому Cs более существенно снижает $I_{кр}$, чем Rb. А атомные массы ионов K и Na составляют 39,1 и 23 соответственно, что значительно меньше атомной массы иона Fe и потому влияние этих металлов на $I_{кр}$ для стального электрода



незаметно. Вместе с тем, при сварке алюминиевым электродом, атомная масса иона которого меньше атомной массы иона К, добавки К в дугу способствуют значительному снижению $I_{кр}$ при сварке в CO_2 током прямой полярности [42].

В анодном пятне доля участия ионов в общем токе весьма незначительна [37], поэтому и механизм воздействия ЛИВ отличен от механизма воздействия их в катодном пятне.

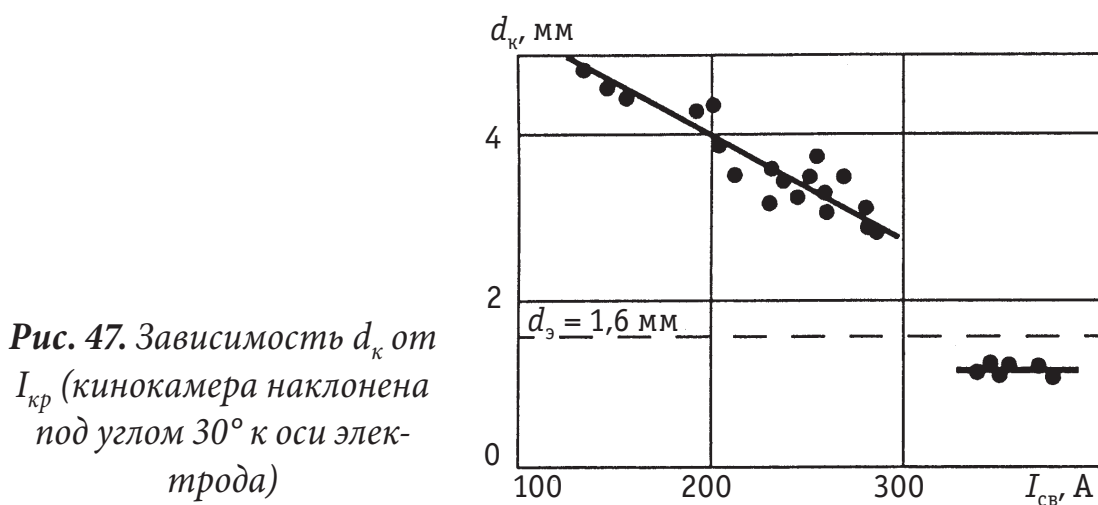
В работе [43] показано, что при добавках ЛИВ причиной образования струйного переноса при сварке на обратной полярности является отраженный от поверхности сварочной ванны плазменный поток, который уменьшает теплоотвод от столба дуги и одновременно подогревает его периферийную область. Это увеличивает электропроводность и способствует расширению столба дуги у поверхности изделия, увеличивающемуся с введением ЛИВ в дугу [43]. Отраженный плазменный поток способствует расширению столба дуги у торца электрода, а значит, поскольку анодное пятно является продолжением столба дуги [37], — увеличению размеров

Рис. 46. Скоростная киносъемка струйного переноса при сварке током обратной полярности в CO_2 проволокой Св-08Г2С диаметром 1,6 мм с покрытием из K_2CO_3 (кинокамера наклонена к оси электрода под углом 40–45°)

анодного пятна, что вызывает снижение $I_{кр}$ [14]. Отраженный плазменный поток существенно влияет на диаметр столба дуги на расстоянии 1–2 мм от поверхности изделия. Именно при такой величине внешней составляющей длины дуги $\ell_{вн}$ происходит переход от капельного переноса металла к струйному при сварке на обратной полярности проволокой с покрытием из ЛИВ.

Кадры скоростной киносъемки струйного переноса при сварке проволокой, покрытой K_2CO_3 , приведены на рис. 46, изменение размеров отрывающихся капель от тока — на рис. 47. Видно, что переход к струйному переносу сопровождается скачкообразным уменьшением размеров капель. Подтверждением того, что отраженный плазменный поток является причиной образования струйного переноса при сварке проволокой с покрытием из ЛИВ на обратной полярности является возрастание $I_{кр}$ с увеличением $U_{св}$ (рис. 48). Это можно объяснить тем, что с увеличением $U_{св}$ возрастает $\ell_{вн}$ и для ее уменьшения необходимо увеличить $V_{п.п}$, что приводит к увеличению тока, при котором происходит переход от капельного переноса к струйному, т.е. увеличению $I_{кр}$. При этом $\ell_{вн}$ при образовании струйного переноса постоянна и составляет 1–2 мм.

Увеличение $I_{кр}$ с увеличением добавок Cs при сварке током обратной полярности можно объяснить тем, что Cs значительно снижает напряженность электрического поля в дуге



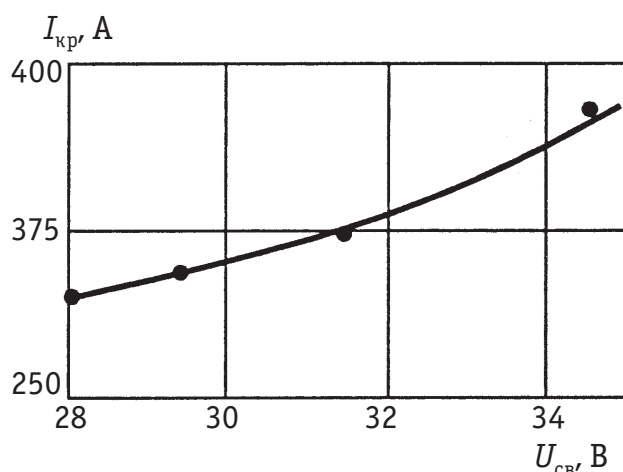


Рис. 48. Зависимость $I_{кр}$ от $U_{св}$ при сварке в CO_2 током обратной полярности проволокой с покрытием из K_2CO_3

и катодное падение напряжения [37], что приводит к значительному увеличению $\ell_{вн}$, см. рис. 3 работы [42]. Поэтому для уменьшения $\ell_{вн}$ необходимо увеличивать $u_{п.п'}$, т.е. ток тем больше, чем большее количество Cs вводится в дугу.

При нанесении на проволоку солей K, Na и Rb $\ell_{вн}$ увеличивается незначительно, что и обуславливает уменьшение $I_{кр}$, так как ЛИВ расширяют столб дуги [43].

Для практических целей наиболее целесообразно использовать углекислые соли калия K_2CO_3 или натрия Na_2CO_3 , которые наносят на поверхность проволоки в количестве 0,01–0,015 % от ее массы, т.е. 100–150 г на 1 т проволоки. Потери на разбрызгивание при сварке током обратной полярности в CO_2 составляют не более 1,5–2 %. Образующиеся при этом небольшие брызги можно удалить с поверхности изделия рукавицей, а образующиеся при возбуждении дуги, — используя способ, предложенный в работе [44], что позволяет полностью отказаться от операции очистки деталей от брызг. Процесс сварки в CO_2 проволокой, покрытой K_2CO_3 , улучшает формирование швов и при сварке угловых соединений позволяет уменьшить или полностью устранить выпуклость сварных швов, что уменьшает расход проволоки на 10–20 % без потери прочности сварного соединения при увеличении скорости сварки в 1,3–1,5 раза. С учетом уменьшения потерь на разбрызгивание общая экономия проволоки составляет 20–30 %. Сварные швы имеют значительно большую вязкость по сравнению со швами, выполненными обычной проволокой на тех же режи-

мах. Для нанесения на поверхность проволоки солей K_2CO_3 или Na_2CO_3 можно использовать любой станок для очистки проволоки, имеющийся на предприятии.

Такая проволока значительно чище обычной и более стойкая против коррозии, чем проволока в состоянии поставки и тем более очищенная на обычном станке.

Установлено, что при сварке проволокой с покрытием из K_2CO_3 по стали с алюминиевым покрытием содержание алюминия в шве значительно ниже, чем при сварке обычной проволокой. Это можно объяснить малой $\ell_{вн}$, стабильным расположением дуги в пространстве, а также тем, что отраженный плазменный поток препятствует попаданию алюминия в дугу и сварной шов (рис. 49). Можно предположить, что использование обычной проволоки с покрытием из K_2CO_3 позволит значительно уменьшить содержание материала покрытия в шве при сварке деталей с другими покрытиями.

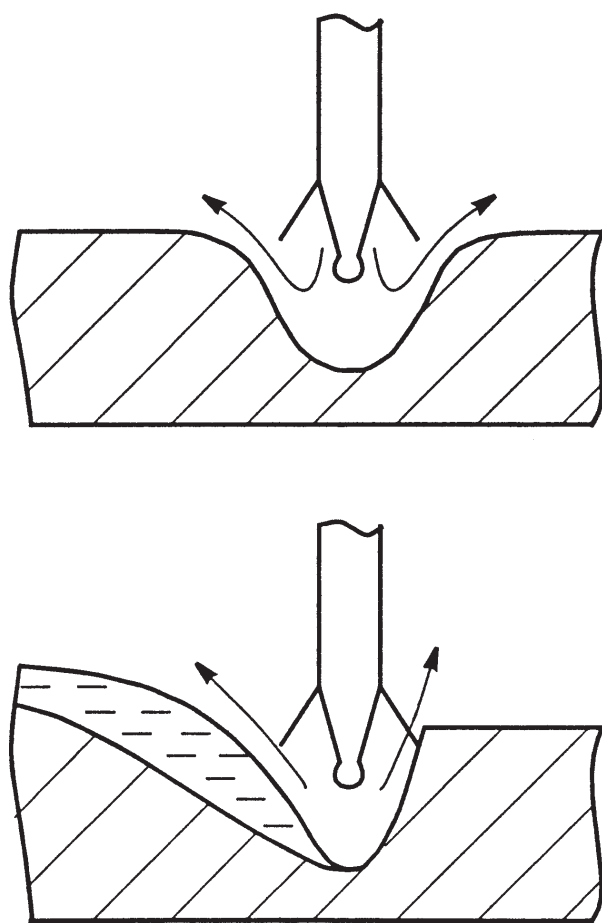


Рис. 49. Схема отражения плазменного потока, препятствующего попаданию паров покрытия в дугу и металл шва

2.11. Причина гистерезиса критического тока при сварке на прямой полярности проволокой с покрытием из легкоионизирующихся веществ

При сварке на малых токах на прямой полярности в углекислом газе проволокой марки Св-08Г2С с покрытиями из солей Cs и K или Cs и Na, взятых в определенном соотношении, наблюдается крупнокапельный перенос металла. При постепенном увеличении скорости подачи проволоки $V_{\text{п}}$ сварочный ток увеличивается и при определенном его значении, равном критическому, крупнокапельный перенос металла скачкообразно переходит в струйный при сварочном токе, равном $I_{\text{кр1}}$ и подаче проволоки $V_{\text{п1}}$.

Если на этой же проволоке производить сварку вначале на струйном переносе и постепенно уменьшать ток, то скачкообразный переход от струйного переноса к крупнокапельному проходит при $I_{\text{кр2}}$ и $V_{\text{п2}}$, величины которых меньше $I_{\text{кр1}}$ и $V_{\text{п1}}$.

При этом разность между величинами $I_{\text{кр1}}$ и $I_{\text{кр2}}$ составляет 20...30 А.

Такое явление при сварке в аргоне или гелии обычными проволоками в сварочной литературе не отмечалось. Следовательно, это явление обусловлено наличием на поверхности проволоки солей легкоионизирующихся веществ. Рассмотрим это явление более подробно.

Температуры разложения солей легкоионизирующихся металлов значительно меньше температур плавления стальных проволок, используемых при сварке в углекислом газе. Так, согласно работе [50] температуры разложения солей KNO_3 , NaNO_3 и Cs_2CO_3 соответственно составляют ~ 680 К, ~ 650 К и ~ 880 К.

Поэтому эти соли разлагаются и испаряются с поверхности проволоки при сварке еще не подходя к границе ее плав-

ления и в виде облачка находятся вблизи от границы плавления проволоки.

При сварке на малых токах, меньше критического, наблюдается крупнокапельный перенос. В этом случае крупная капля вместе с дугой, горящей под каплей, хаотически перемещается в пространстве. Это затрудняет доступ в дугу испарившихся с поверхности проволоки солей и требует большего их количества у капли, т.е. большей скорости подачи проволоки V_{π} (большего тока) для перехода от крупнокапельного переноса к струйному при постепенном увеличении сварочного тока (увеличении V_{π}).

При этом, согласно работе [42] переход от крупнокапельного переноса к струйному при сварке проволокой с покрытием из ЛИВ происходит при определенной величине силы, обусловленной избыточными зарядами в катодном пятне. Величина этой силы при заданном ЛИВ зависит от количества атомов ЛИВ, попадающих в дугу. Поэтому, переход от крупнокапельного переноса к струйному, равно как и переход от струйного переноса к крупнокапельному, происходит при одной и той же величине этой силы, а значит, при одном и том же количестве атомов ЛИВ, попадающих в дугу в единицу времени.

При сварке на больших токах, больших критического тока, т.е. на струйном переносе металла, подход испарившихся солей с поверхности проволоки к дуге ничем не затруднен и условия их попадания в дугу лучше, чем при сварке на крупнокапельном переносе металла. Поэтому при уменьшении сварочного тока (уменьшении V_{π}) такое же количество атомов ЛИВ будет попадать в дугу при меньшей V_{π} , а значит, и меньшем токе, чем при сварке на крупнокапельном переносе. Следовательно, переход от струйного переноса к крупнокапельному в этом случае должен произойти при меньшей величине V_{π} и меньшей величине тока, т.е. $I_{кр2}$ должен быть меньше $I_{кр1}$, а $V_{\pi2}$ меньше $V_{\pi1}$, что и наблюдается экспериментально.

ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ В СТОЛБЕ ДУГИ

3.1. Величина скорости газовых потоков при струйном переносе металла*

Известно, что газовые потоки в столбе дуги оказывают существенное влияние на характер переноса электродного металла и формирование сварного шва [29, 45]. Поэтому определение скорости газовых потоков в дуге актуально, особенно при струйном переносе электродного металла.

В настоящем разделе и в работе [33] приведены результаты количественной оценки скорости газовых потоков при сварке проволокой Св-08Г2С диаметром $1,2 \cdot 10^{-3}$ м, на поверхность которой из водного раствора были нанесены углекислые соли цезия и натрия, взятые в определенном соотношении. Сварка производилась на прямой полярности в углекислом газе при токе 300 А, что превышало критический ток, составляющий в этом случае 270 А, и позволяло вести сварку на струйном переносе металла.

В работе [29] величина скорости газовых потоков в столбе дуги при струйном переносе металла оценивалась порядком 10^3 м/сек. Эта величина достаточно велика и может превосходить скорость звука в дуговом газе, которая согласно работе [46] определяется формулой:

$$d_{\infty} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}}, \quad (3.1)$$

где γ — показатель адиабаты; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(кмоль·К); T — температура газа, К; μ — молекулярный вес, кг.

Для паров железа при температуре $T = 5,5 \cdot 10^3$ К величина d_{∞} составляет $d_{\infty} = 1,18 \cdot 10^3$ м/сек. Следовательно, можно предположить, что газовые потоки в столбе дуги движутся со

* Этот материал был опубликован в журнале «Сварочное производство» 1977 г., № 2, с. 8...9. Автор благодарит к.т.н. Евченко В.М., участие которого в этом материале состояло в передаче автору негативов скоростной киносъемки переноса электродного металла в дуге.

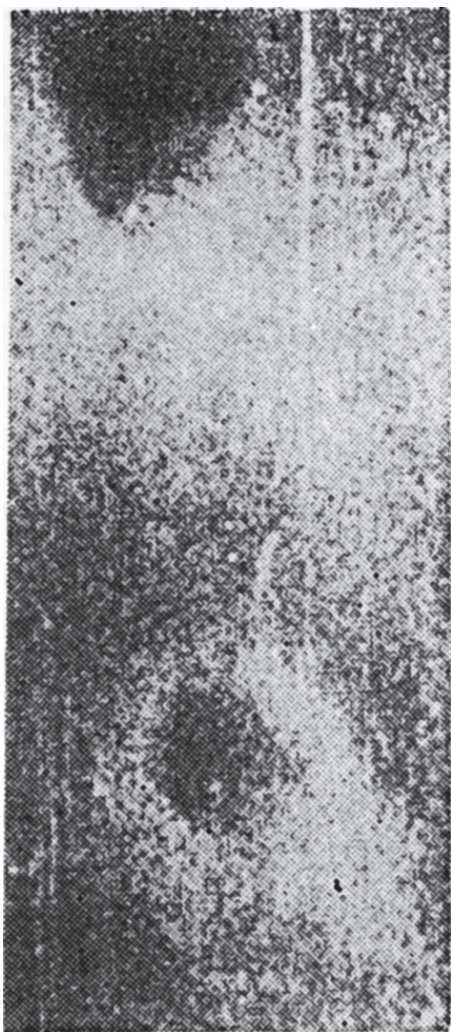


Рис. 50. Кинограмма переноса капли через дуговой промежуток ($I_{\text{д}} = 300 \text{ А}$, $U_{\text{д}} = 40 \text{ В}$, $d_{\text{эл}} = 1,2 \text{ мм}$)

скоростью, превышающей скорость распространения звука в дуговом газе.

При обтекании «тупых» тел (например, сферы) сверхзвуковым потоком газа образуются отошедшие ударные волны [47, 48], представляющие собой области, в которых параметры газа скачкообразно изменяются по сравнению с параметрами газа в набегающем потоке: например, резко увеличивается температура. Таким телом в дуге является капля электродного металла. На кинограмме (рис. 50) вокруг капли виден ореол, который можно считать отошедшей ударной волной. Это подтверждает повышенная температура ореола, которая определяет более яркое его свечение по сравнению с набегающим потоком дугового газа. Поэтому скорость газовых потоков в дуге можно определить, используя методику расчета величины отхода

ударной волны от поверхности обтекаемого тела [47].

Для упрощения расчетов по указанной методике сделаны следующие допущения: дуговой газ является идеальным газом [37], в центральной части дуги он в основном состоит из паров железа* [27]; температура в центральной части дуги постоянна и составляет $T_{\infty} = 5,5 \cdot 10^3 \text{ К}$ [49].

* Ошибка при таком допущении незначительна.

Скорость газа* в набегающем потоке определялась по формуле:

$$U_{\infty} = M_{\infty} d_{\infty}, \quad (3.2)$$

где M_{∞} — число Маха набегающего потока; d_{∞} — скорость звука в набегающем потоке, м/с.

Число Маха определяется по уравнению работы [47]:

$$M_{\infty} = 1.41 \sqrt{\frac{1}{\varepsilon(\gamma+1) - \gamma + 1}}, \quad (3.3)$$

где ε — отношение плотности газа до ударной волны к плотности газа в ударной волне; γ — показатель адиабаты.

Величина ε определяется уравнением [47]:

$$\Delta_0 = R_s - R_d = \varepsilon R_s \left[1 - \sqrt{\frac{8\varepsilon}{3}} + 2,6\varepsilon + o\left(\varepsilon^{\frac{3}{2}}\right) \right], \quad (3.4)$$

где R_s — расстояние от центра капли до отошедшей ударной волны по оси дуги, м (рис. 51); R_d — радиус капли, м; $O(\varepsilon^{3/2})$ — величина того же или более высокого порядка малости, что и $\varepsilon^{3/2}$.

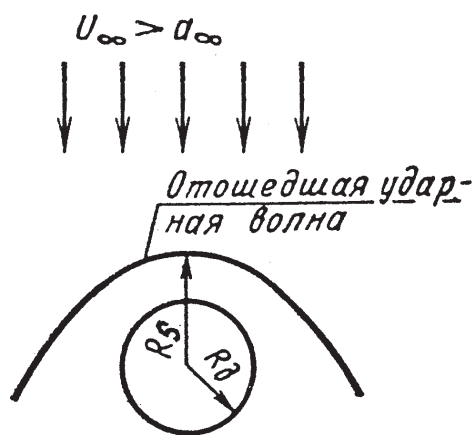


Рис. 51. Схема обтекания сферы сверхзвуковым газовым потоком

* Скорость капли не превышала 3,5 м/с, что значительно меньше скорости газовых потоков, и поэтому она не учитывалась.

Это уравнение верно при условии, если $\gamma - 1$ имеет порядок, равный $\varepsilon^{1/2}$, или меньше его. Значение ε приведены в таблице 4.

Показатель адиабаты γ , равный 1,68, определяется по формуле работы [46]:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}, \quad (3.5)$$

где C_p — теплоемкость газа при постоянном давлении, Дж/К; C_v — теплоемкость газа при постоянном объеме, Дж/К.

Скорость распространения звука в набегающем потоке определяется также формулой [46]:

$$d_\infty = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}, \quad (3.6)$$

где p — давление газа ($p = 10^5$ Н/м²); ρ — плотность газа, кгс/м³.

Для проверки возможности применения формул (3.5) и (3.6) аналогичные вычисления γ , d_∞ и ρ были проведены для паров Li, Na и K.

Полученные значения величин сравнивались с экспериментальными их значениями, приведенными в работе [50]. При этом было установлено, что точность вычислений вполне удовлетворительна.

После определения числа Маха и скорости звука в набегающем потоке по формуле (3.2) находилась скорость набегающего газового потока. Результаты вычислений приведены в таблице 5.

Температура газа в ударной волне определялась по формуле:

$$T_s = T_\infty \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right), \quad (3.7)$$

где T_∞ — температура газа набегающего потока.

Результаты вычислений по формуле (3.7) также приведены в таблице 4, из которой видно, что при одной и той же ве-

Таблица 5

Номер капли	Δ_0/R_s	ϵ	M_∞	$U_\infty \cdot 10^3$ м/с	$T_s \cdot 10^3$, К
1	0,5	0,510	1,70	2,01	10,9
2	0,333	0,278	4,82	5,69	48,9
3	0,875	0,439	2,0	2,36	13,0
4	0,95	0,450	1,93	2,28	12,5
5	0,21	0,324	3,24	3,83	25,1
6	0,5	0,420	2,10	2,48	13,8
7	0,302	0,33	2,71	3,2	19,3
8	0,163	0,298	4,08	4,82	36,5
9	0,36	0,371	2,52	2,98	17,4
10	0,25	0,284	4,93	5,83	50,9

личине сварочного тока скорость газового потока в столбе (U_∞) заметно изменяется по величине, что позволяет сделать вывод о том, что скорость газового потока в столбе дуги при постоянной величине сварочного тока непостоянна и может изменяться в широких пределах. Это ранее не отмечалось в сварочной литературе. Необходимо также отметить, что предложенный способ измерения скорости газового потока в столбе дуги позволяет определить мгновенное ее значение в отличие от обычно применяемых и описанных в сварочной литературе способов, например, в работах [32, 51].

Подтверждением того, что при постоянной величине сварочного тока скорость газовых потоков может периодически существенно увеличиваться, является обнаруженное в работе [52] и описанное в работе [53] периодическое увеличение скорости истечения струй паров металла при импульсном разряде.

В работе [52] измерение скорости струй паров металла производилось путем фотографирования методом зеркальной развертки светящихся струй паров, что, так же как и в предложенном способе, позволяет измерить почти мгновенную величину скорости потока газа. При этом зарегистрированные изменения скорости истечения паров металла различались на порядок. Так, при движении фронта струи паров со скоростью 10^2 м/сек наблюдались неоднородности свечения, двигавшиеся со скоростью 10^3 м/сек, что указывает на неравномерность истечения паров из металла при дуговом разряде и подтверждает правильность сделанных выводов о непостоянстве скорости газовых потоков в сварочной дуге при постоянной величине тока.

Необходимо отметить, что скорость этих неоднородностей свечения имеет тот же порядок, что и скорость звука в дуге. Это может вызвать образование сверхзвуковых ударных волн в дуговом газе и быть причиной образования звуковых ударных волн, повторяющихся и частотой появления этих неоднородностей. Это в свою очередь может привести к появлению низкочастотного звука типа шипения. Наличие такого звука, сходного с «шипением» дуги при струйном переносе (см. раздел 1.6), наблюдается экспериментально при сварке неплавящимся электродом и при ручной дуговой сварке на повышенных токах.

Выводы

Установлено, что при струйном переносе скорость газовых потоков составляет $(2,01...5,83) \cdot 10^3$ м/сек и при постоянном токе сварки изменяется по величине.

3.2. Влияние отраженного газового потока от поверхности сварочной ванны на характер переноса электродного металла*

При сварке в CO_2 на обратной полярности полупогруженной дугой проволокой с покрытием из углекислого калия можно получить стабильный струйный перенос металла с малыми потерями на разбрызгивание ($\sim 1,5\%$) и хорошим формированием шва. Цель настоящего раздела — выяснить причину образования такого переноса металла.

Характерной особенностью данного процесса является то, что струйный перенос возможен лишь при определенном значении внешней составляющей длины дуги ℓ_v (0,5–2,0 мм), увеличение которой приводит к скачкообразному переходу струйного переноса в мелкокапельный.

Характер переноса электродного металла определяется силами, действующими на каплю в период ее формирования, которые, в свою очередь, зависят от размеров анодного пятна. Поэтому исследовали связь этих размеров (оцениваемых по параметрам столба дуги, примыкающего к капле) с ℓ_v , которую определяли по кинограммам скоростной киносъемки.

В опытах использовали тщательно очищенную проволоку Св-08Г2С диаметром 1,6 мм с покрытием из углекислого калия (составляющим 0,015 % от массы проволоки).

Результаты обработки опытных данных (рис. 52) показывают, что при $\ell_v > 3$ мм размеры анодного пятна на электроде при сварке очищенной проволокой и с покрытием из углекислого калия одинаковы. При уменьшении ℓ_v они увеличиваются и тем больше, чем ближе к поверхности пластины находится

* Этот материал был опубликован в журнале «Сварочное производство» 1987 г., № 4, с. 43, 46. Автор благодарит д.т.н. Ленивкина В.А. за творческое участие в этом материале, выразившееся в предположении о том, что на образование струйного переноса в рассматриваемом случае может оказывать влияние тепловой экран, созданный стенками V-образного паза и в предложении сделать сквозную прорезь в графитовом образце с V-образным пазом, см. работу [43].

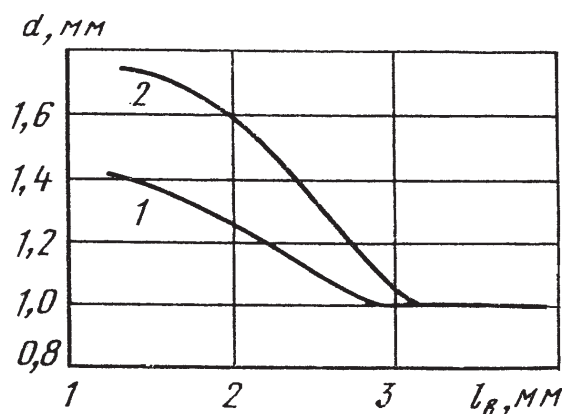


Рис. 52. Зависимость относительного диаметра анодного пятна от величины внешней составляющей длины дуги при сварке очищенной (1) и поверхностно-активированной (2) проволоками (0,012 % K_2CO_3):
 $I = 310 \div 320 \text{ A}$, $U = 33 \div 40 \text{ B}$, $Q_{\text{CO}_2} = 16 \text{ л/мин}$

капля. Причем размеры анодного пятна возрастают заметнее при сварке проволокой с покрытием из углекислого калия. Причиной этого явления может быть действие отраженного плазменного потока из кратера ванны на периферийные участки столба дуги, интенсивно охлаждаемые углекислым газом. Этот поток можно рассматривать как дополнительный источник теплоты, снижающий теплоотвод от дуги, что должно способствовать расширению ее токоведущего канала. При сварке плазменный поток от электрода к пластине содержит легкоионизирующиеся частицы. Поскольку из-за высокой температуры ванны конденсация частиц на ней затруднена, то они плазменным потоком транспортируются в периферийную область дуги. Плазма с парами легкоионизирующихся частиц обладает более высокой электропроводностью и более низкой теплопроводностью. Поэтому наличие таких частиц в периферийной области дуги должно способствовать большему расширению токоведущего канала дуги, а, следовательно, и анодного пятна, чем при сварке обычной проволокой.

Чтобы проверить выдвинутое предположение, проводились опыты для устранения постоянного влияния отраженного плазменного потока с поверхности ванны на периферийные участки столба дуги. Дуга зажигалась между сферически

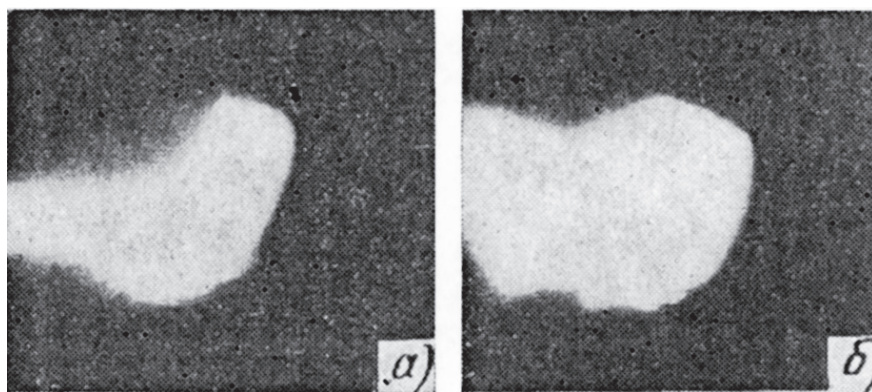


Рис. 53. Изменение размеров столба дуги под действием плазменного тока с катода (время между кадрами 0,004 с, формирования капли на электроде 0,27 с, количество K_2CO_3 — 0,012 %, $I = 310 \div 320$ А, $U = 38$ В, $Q_{CO_2} = 16$ л/мин)

заточенным торцом вольфрамового стержня диаметром 6 мм и очищенной проволокой. При обработке кинограмм обнаружилось существенное влияние плазменного потока с катода на размеры токоведущего канала дуги. При достаточно большом расстоянии от капли до отраженного плазменного потока эти размеры минимальны (рис. 53а), а с его уменьшением они увеличиваются (рис. 53б). При этом ток возрастает на 30–35 А. Следовательно, плазменный поток с поверхности ванны в реальных условиях можно рассматривать как дополнительный источник теплоты, способствующий улучшению условий горения дуги. При этом действие его на размеры анодного пятна становится заметным лишь при определенном расстоянии капли от поверхности изделия, примерно равном 3 мм (см. рис. 52), что согласно имеющимся представлениям должно улучшать характер переноса электродного металла.

Для выяснения, может ли плазменный поток с поверхности ванны быть причиной перехода от капельного переноса металла к струйному проволокой с покрытием из углекислого калия, наплавляли специальный графитовый образец 2 (рис. 54). Киносъемку процесса осуществляли вдоль оси варки. Образец 2 перемещался (со скоростью 90 м/ч) от кинокамеры 1 к источнику света 4 при неподвижном положении сварочной

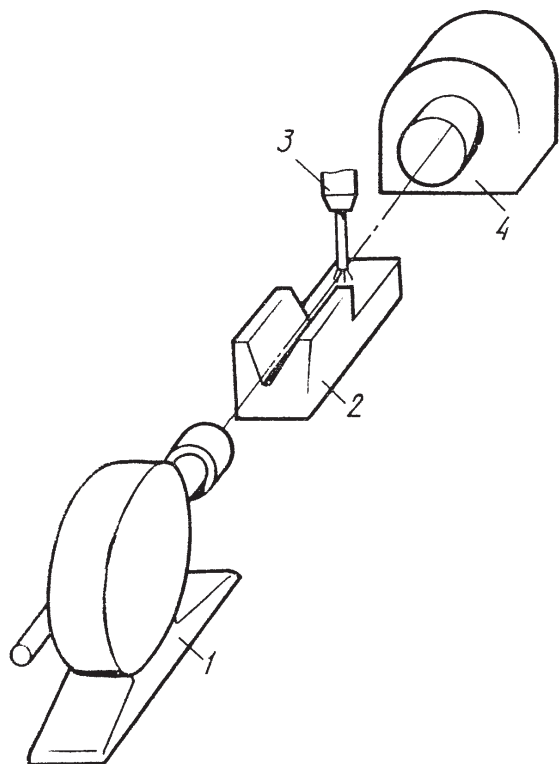


Рис. 54. Схема установки для исследования влияния плазменного потока на характер переноса металла

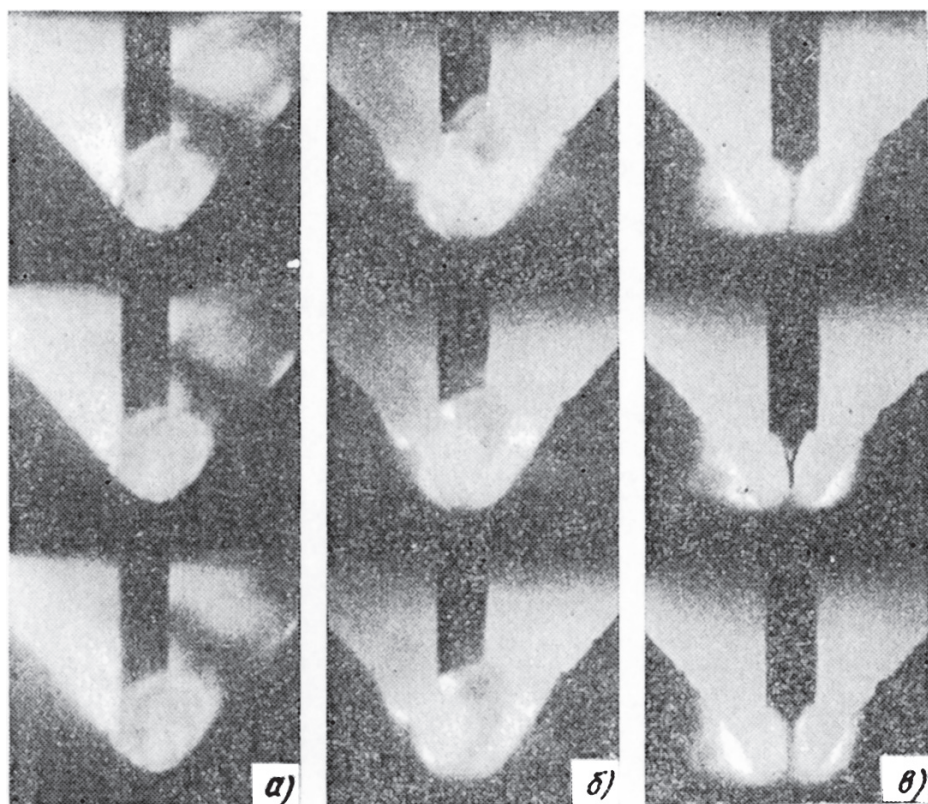


Рис. 55. Кинограммы съемки скорости процесса наплавки при горении дуги:

а — на плоской части образца; *б* — при входе в V-образный паз;
в — в V-образном пазу ($I = 380 \text{ A}$, $U = 25 \text{ B}$)

горелки 3. Наплавка начиналась на плоской части образца, а затем переходила в V-образный паз.

Из кинограмм процесса (рис. 55) видно, что характер переноса металла при сварке на плоскую поверхность крупнокапельный, а при сварке между стенками, отражающими плазменный поток в сторону электрода, — струйный.

Анализ проведенных опытов показал, что этот эксперимент не является однозначным, так как на размеры столба дуги в этом случае может оказывать влияние не только отраженный плазменный поток, но и тепловой экран, созданный стенками V-образного паза. Чтобы выяснить, какой из этих факторов является решающим при переходе от капельного переноса к струйному, было решено устранить плазменный поток с образца при сварке в разделку. Для этого в нижней части V-образного паза была сделана сквозная прорезь шириной 2 мм. Из кинограмм процесса (рис. 56) видно, что струйный перенос металла в этом случае отсутствует.

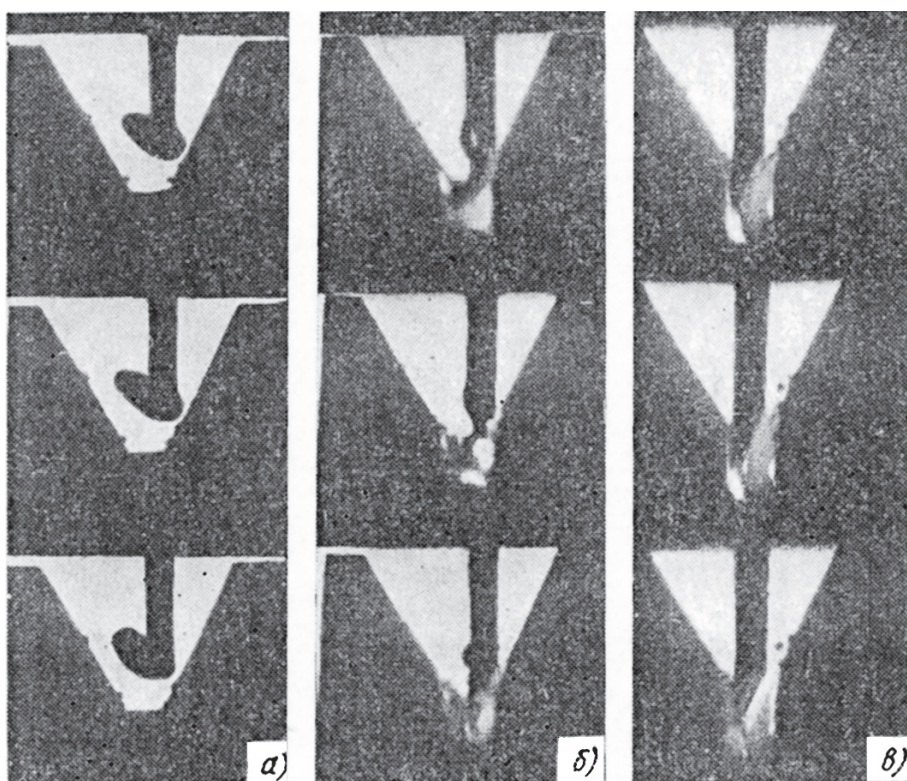


Рис. 56. Кинограммы съемки скорости процесса наплавки при наличии прорези в образце (обозначения — см. рис. 55)

3.3. Деление столба реальной сварочной дуги на две части

В реальных сварочных дугах столб дуги разделен на две части, существенно отличающиеся между собой по условиям существования: столб дуги, находящийся под поверхностью изделия и над его поверхностью. Отличия эти состоят не только в наличии охлаждающей поверхности кратера изделия для столба, находящегося под поверхностью изделия, но и в наличии теплового воздействия на эту часть столба отраженного плазменного потока, охватывающего эту часть столба и ограждающего ее от охлаждения стенками кратера.

Отраженный газовый поток в результате торможения о поверхность кратера потока газа в столбе дополнительно нагревается [35] и его температура выше, чем температура газа в столбе [35]:

$$T_{\text{т}} = T + \frac{V^2}{2C_p},$$

где $T_{\text{т}}$ — температура газа при полном торможении, К; T — температура газа в набегающем потоке, К; V — скорость газа в набегающем потоке, м/сек; C_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении, Дж/(кг·град).

Это обуславливает подогрев той части столба, которая находится под поверхностью изделия, а также в непосредственной близости от нее в отличие от остальной части столба, которая охлаждается потоком холодного защитного газа. Следовательно, часть столба, находящаяся под поверхностью изделия, получает дополнительное количество тепла от окружающего ее отраженного потока, что позволяет утверждать, что в нижней части дуги наиболее рационально используется энергия, потребляемая от источника питания, и в ней наибольшая проводимость плазмы.

Согласно предыдущему разделу 3.2 газовый поток способствует расширению столба дуги у поверхности изделия, а охлаж-

дение верхней части столба потоком защитного газа приводит к сжатию этой части столба. Оба эти эффекта способствуют конусности столба: к увеличению его поперечного диаметра по мере приближения к поверхности изделия.

Кроме того, необходимо отметить, что отраженный плазменный поток при сварке проволокой Св-08Г2С диаметром 1,6 мм с покрытием из K_2CO_3 в CO_2 на обратной полярности, способствуя расширению столба дуги, позволяет получить струйный перенос при сварочном напряжении 32 В и токе сварки 320...330 А. При этом длина столба дуги над поверхностью изделия составляет 1,5...2 мм и в этом случае даже внешняя часть столба дуги охватывается отраженным плазменным потоком, что делает этот способ сварки в CO_2 наиболее оптимальным из всех известных способов с точки зрения энергетических потерь дуги. Сварка проволокой, покрытой K_2CO_3 , в CO_2 позволяет получить оптимальное формирование сварных швов не только при сварке стыковых соединений, но и при сварке угловых соединений.

Так, при сварке стыковых соединений из-за более широкой части столба дуги, находящейся под поверхностью изделия, благодаря наличию K_2CO_3 в отраженном плазменном потоке, что отмечалось в предыдущем разделе 3.2, и большей глубине проплавления в связи с наличием струйного переноса металла, скорость сварки возрастает в ~ 1,2 раза по сравнению со сваркой обычной проволокой на одних и тех же режимах при более лучшем формировании сварного шва и при почти полном отсутствии разбрызгивания металла, что позволяет полностью устранить операцию зачистки изделия от брызг. Аналогичное явление наблюдается и при сварке угловых соединений, сварные швы которых формируются без выпуклости по середине шва, что в сочетании с устранением потерь сварочной проволоки на разбрызгивание и с учетом выше описанных особенностей этого процесса, позволяет увеличить скорость сварки при одном и том же катете сварных швов в 1,3...1,4 раза при одной и той же скорости подачи

проволоки. Это, при постоянной длине швов на изделии, позволяет сократить расход сварочной проволоки во столько же раз.

Особо необходимо отметить, что благодаря подогреву проволоки проходящим током при нанесении K_2CO_3 на ее поверхность из водного раствора из поверхностных слоев проволоки удаляется водород [25], что приводит к значительному повышению вязкости сварных швов в сравнении со сваркой обычной проволокой.

Это покрытие можно наносить и на омедненную проволоку на обычных станках для очистки проволоки.

Выводы

1. Энергетически наиболее выгодна сварка короткой дугой.
2. Из всех известных процессов сварки в CO_2 наиболее оптимальным является процесс сварки проволокой с покрытием из K_2CO_3 при струйном переносе.

3.4. Распределение плотности тока, температуры и скорости газовых потоков в реальной сварочной дуге

Обычно распределение плотности тока и температуры в столбе дуги рассматривают независимо от того, горит она между неплавящимися электродами или между плавящимися электродами. При этом считается, что плотность тока и температура в столбе дуги распределены так, как показано на рис. 57.

Однако при сварке плавящимся электродом капли, проходящие через дуговой промежуток, должны вносить существенные изменения в это распределение, так как их размеры

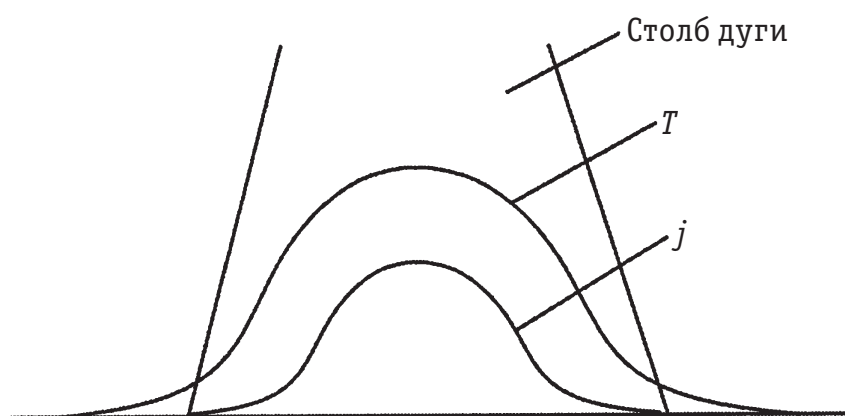


Рис. 57. Обычно рассматриваемая зависимость температуры (T) и плотности тока (j) в столбе сварочной дуги

соизмеримы с размерами столба дуги при реальных режимах сварки. Рассмотрим это более подробно.

Независимо от того, пересекает столб дуги одна или несколько капель, плотность тока в них должна быть значительно меньше, чем в столбе дуги, так как в противном случае на верхней и нижней поверхностях как одной, так и нескольких капель должны были бы образовываться катодные и анодные активные пятна, что невозможно, как показывают нижеследующие рассуждения.

Рассмотрим этот вопрос на примере дуги, горящей между стальными электродами в углекислом газе. Суммарное падение катодного и анодного напряжений для этих дуг составляет $(17...19)$ В [37], а градиент потенциала в столбе таких дуг равен $U_d/\ell_d \approx 2,5 \cdot 10^3$ В/м, где U_d — падение напряжения в столбе дуги, В; ℓ_d — длина дуги, м [37]. Поэтому для капли диаметром $d_k = (2...3) \cdot 10^{-3}$ м среднее падение напряжения между ее верхней и нижней поверхностями составит $\Delta U_{cp} \approx (U_d/\ell_d) \cdot (d_k/2) = (2,5...3,8)$ В, что значительно меньше суммарного падения катодного и анодного напряжений. Это свидетельствует о том, что на лобовой и задней поверхностях капель нет катодных и анодных пятен, которые существовали бы при условии прохождения через них тока с плотностью близкой к плотности тока в столбе дуги. Это, в свою очередь, означает то, что

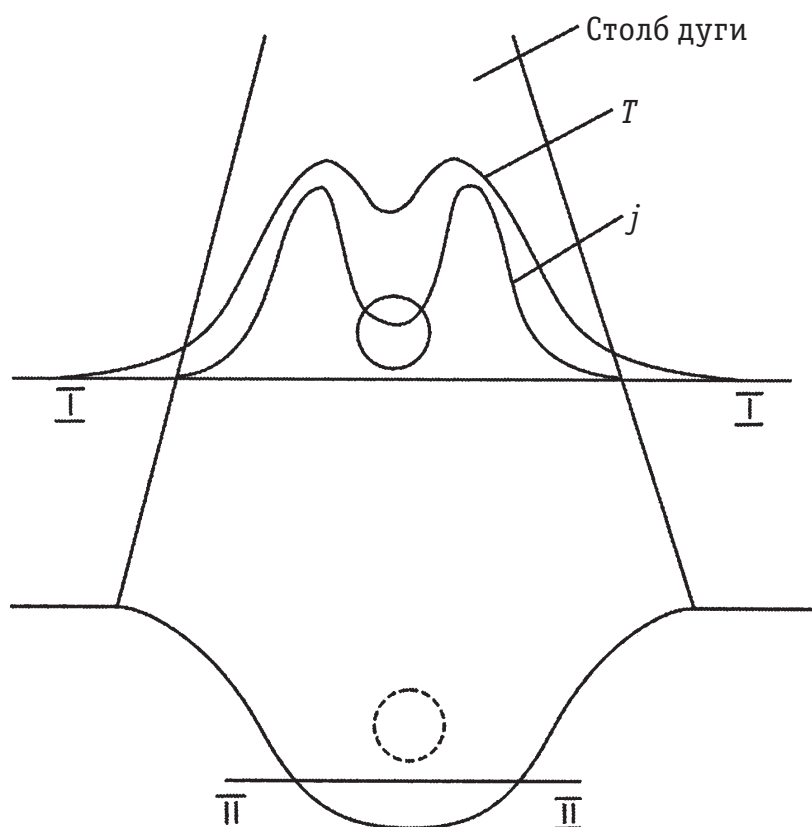


Рис. 58. Схема распределения j и T по поперечному сечению столба дуги с учетом возмущающего действия капли

плотность тока в капле, пересекающей столб дуги, значительно меньше плотности тока в столбе дуги.

Следовательно, капля, находящаяся в столбе дуги, в связи с тем, что силовые линии тока не могут резко изменять направление, должна вносить заметное изменение в распределение плотности тока в нем (см. рис. 58), сечение I–I под каплей.

Поскольку температура столба дуги определяется плотностью тока в нем, то под каплей должна снизиться и температура столба дуги (см. рис. 58).

Аналогичное распределение плотности тока и температуры должно наблюдаться и в сечении II–II когда капля приближается к поверхности сварочной ванны. Из чего следует, что плотность тока и температура столба дуги у поверхности сварочной ванны непостоянны и имеют пульсирующий характер в зависимости от расположения капли в столбе.

С учетом того, что при торможении газового потока в столбе дуги у лобовой поверхности капли температура газа увеличивается, и линии тока не могут резко менять направление, реальное распределение плотности тока и температуры вдоль оси дуги с учетом капли будет иметь вид, показанный на рис. 59.

При наличии в столбе дуги одновременно нескольких капель плотность тока и температура газа в столбе по его оси будут еще меньше, чем в случае одной капли, и их график будет иметь волнообразный характер, где количество гребней и впадин будет соответствовать количеству капель, одновременно находящихся в столбе.

Особо необходимо отметить, что при наличии капли в столбе дуги и значительной скорости газовых потоков в дуге, что наблюдается при струйном переносе металла [32, 33], должно наблюдаться существенное снижение плотности тока и температуры плазмы по оси дуги под каплей. Поскольку оба эти фактора влияют на электропроводность плазмы, то согласно сказанному, на оси столба дуги при струйном переносе электропроводность плазмы должна быть заметно меньше, чем в соседних областях столба. Это обнаружено экспериментально [54] и подтверждает проведенные выше рассуждения. Этому способствует также тот факт, что ударная волна, образующаяся при обтекании плазменным потоком капли при струйном переносе, распространяется и на периферийную область дуги, находящуюся ниже капли в сечении I–I и ниже (см. рис. 58, см. также раздел 3.1, рис. 50). Поскольку температура плазмы в ударной волне значительно больше температуры плазмы в других частях дуги (см. раздел 3.1), то, естественно, это также способствует повышению электропроводности плазмы в сечении I–I и ниже (см. рис. 58).

При горении дуги с неплавящегося электрода это явление не наблюдается [54].

Аналогичное явление должно наблюдаться и при капельном переносе металла, но в несколько меньшей степени.

При этом необходимо учесть, что наибольшая концентрация паров металла, испаряющихся в основном с активного пятна на электроде, в связи с огибанием капли газовым потоком, идущим от электрода, вероятнее всего, будет находиться не на оси столба дуги под каплей, а в его периферийных частях по бокам капли, при этом концентрация паров электрода над каплей должна быть заметно больше, чем под каплей. Что также способствует снижению электропроводности плазмы под каплей в связи с меньшим потенциалом ионизации паров металла по сравнению с потенциалом ионизации атомов защитного газа. Это должно приводить к большей степени ионизации атомов плазмы дуги на периферии сбоку от капли (сечение I–I и ниже, см. рис. 58), чем под каплей, а значит, и к большей проводимости плазмы в этом месте.

Необходимо также отметить, что линии скоростного газового потока будут так же, как и линии тока, отклоняться у лобовой поверхности капли. При этом скорость газового потока под каплей будет существенно меньше, чем над каплей.

Это явление может оказывать существенное влияние на формирование поверхности сварочной ванны, так как на ее поверхность действует не только периодическое силовое воздействие от капель, попадающих в сварочную ванну, но и вызванное возмущающим действием капель пульсирующее давление газового потока.

Наибольший эффект изменения скорости газового потока, температуры газа и плотности тока в столбе дуги по его поперечному сечению при наличии в столбе дуги одной или нескольких капель должен наблюдаться при струйном переносе металла, когда скорость газового потока в столбе дуги наибольшая — $(2...3) \cdot 10^3$ м/с [32, 33].

Особо необходимо отметить, что при подлете капли к поверхности сварочной ванны она будет экранировать газовый поток, идущий от электрода, и его скоростной напор будет направлен в основном на боковую часть кратера (см. рис. 60).

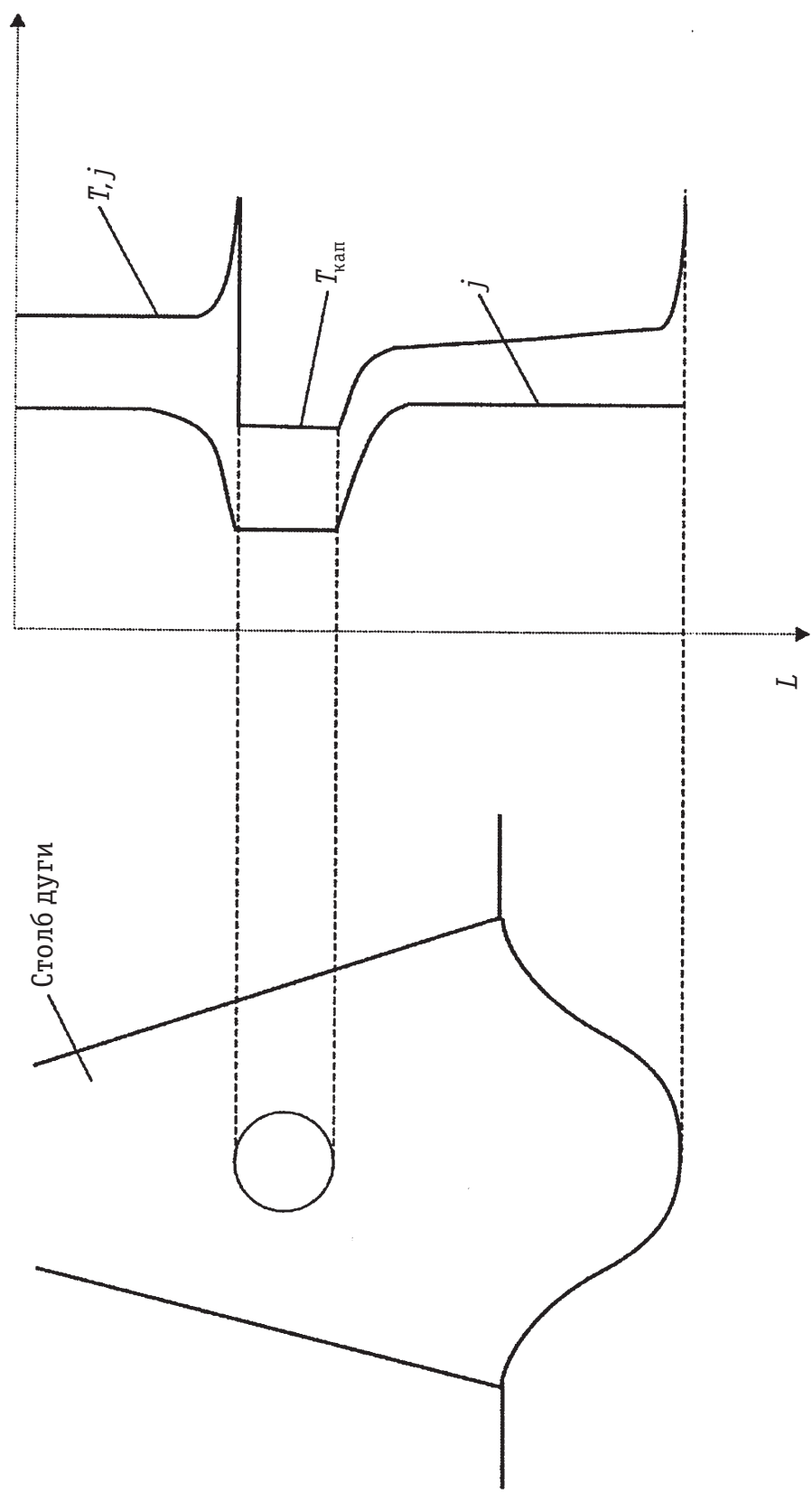


Рис. 59. Схема реального распределения j и T по оси дуги при сварке плавящимся электродом

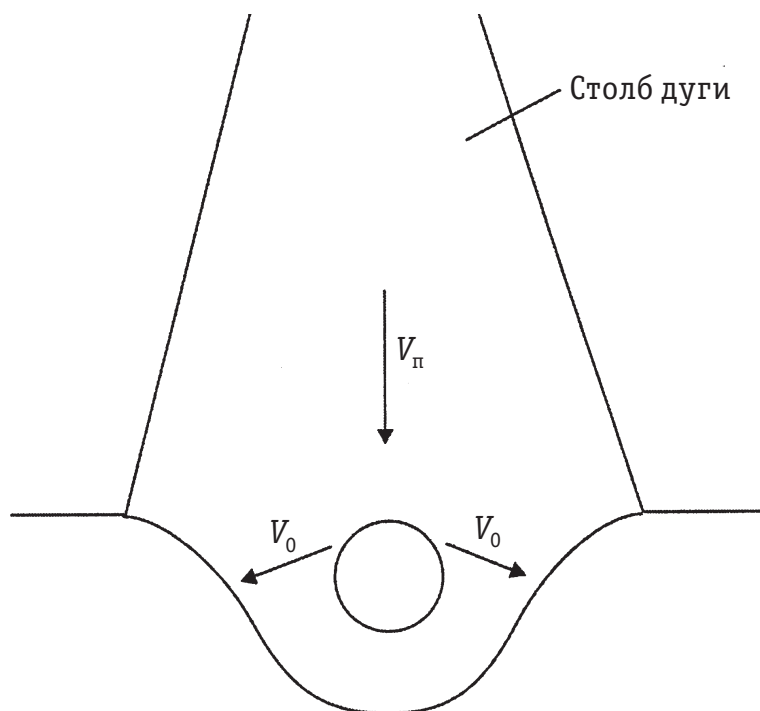


Рис. 60. Реальное распределение газового потока при подлете капли к сварочной ванне

Из чего следует, что распределение температуры газа у поверхности ванны в этом случае изменится и наибольшее повышение его температуры, обусловленное торможением газового потока у стенок кратера, будет наблюдаться не в центре сварочной ванны, а на ее периферии и, возможно, на стенках кратера, являющихся твердым нерасплавленным металлом изделия.

Из этого также следует, что и степень ионизации газа, а значит, и его проводимость в этом случае будет больше у стенок кратера. Поскольку сварочный ток проходит по наименьшему сопротивлению, то и распределение тока по поверхностям кратера и сварочной ванны в этом случае изменится, и сварочный ток в основном будет проходить через периферийные части сварочной ванны и через стенки кратера.

Из сказанного следует, что в сварочной ванне и кратере плотность тока и распределение температуры по их поверхностям постоянно пульсируют с частотой, равной частоте переноса капель. Наибольший эффект этих пульсаций должен наблюдаться при максимальной скорости газового потока в столбе дуги, т.е. при струйном переносе металла.

3.5. Зависимость энергии ионизации атомов от температуры плазмы*

Существование сварочной дуги обеспечивается электропроводностью плазмы, благодаря которой через дугу проходит сварочный ток. В свою очередь электропроводность плазмы обусловлена наличием в ней электронов и ионов, образующихся из нейтральных атомов путем их ионизации. Интенсивность ионизации атомов в конкретных условиях обеспечивается величиной энергии, требуемой для ионизации атома (W_i). Поэтому знание величины W_i и ее зависимости от конкретных особенностей сварочной дуги является весьма важной задачей как с теоретической, так и с практической точек зрения.

Настоящий раздел посвящен изучению зависимости величины W_i от температуры плазмы и связанной с этим зависимости величины W_i от места нахождения атомов в сварочной дуге.

Термическая ионизация атома в плазме происходит благодаря его столкновениям с другими частицами плазмы. Количество столкновений в единицу времени (ν) можно оценить по формуле [46]:

$$\nu = \pi \sqrt{2d^2 n V}, \quad (3.8)$$

где d — диаметр атома, м; n — концентрация частиц, $1/\text{м}^3$; V — тепловая скорость атомов, м/сек.

Величины n и V определяются формулами [46]:

$$n = \frac{p}{kT}, \quad (3.9)$$

$$V = \sqrt{2 \frac{kT}{m}}, \quad (3.10)$$

* Этот материал был отправлен в редакцию журнала «Сварочное производство» примерно в 2001 г.

где p — давление плазмы, Н/м²; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град — постоянная Больцмана; T — температура плазмы, К; m — масса атома, кг.

Подставляем формулы (3.9) и (3.10) в (3.8), получим:

$$\nu = 2\pi \frac{d^2 p}{\sqrt{k T m}}. \quad (3.11)$$

Определим величину ν для сварочной дуги, горящей в аргоне при атмосферном давлении, для которой средняя температура равна 10^4 К. Для аргона: $d = 3,84 \cdot 10^{-10}$ м [22], $m = 66,3 \cdot 10^{-27}$ кг [22, 55], тогда $\nu = 9,7 \cdot 10^8$ 1/сек.

Время пребывания атомов в возбужденном состоянии составляет не менее 10^{-8} сек [56]. Следовательно, в сварочной дуге за время пребывания атома в возбужденном состоянии он испытывает не менее 10 столкновений с другими частицами с примерно равной ему энергией, что не позволяет атому выйти из возбужденного состояния. Поскольку все атомы в плазме находятся в одинаковых условиях, то сказанное относится и ко всем остальным атомам плазмы, из чего следует, что все они при высоких T возбуждены и имеют избыточную внутреннюю энергию $W_{\text{и}}$. Для удаления из возбужденных атомов электронов требуется меньшая энергия, чем для удаления электронов из атомов, находящихся в невозбужденном состоянии, что можно записать так:

$$W_i = U_i - W_{\text{и}}, \quad (3.12)$$

где W_i — энергия ионизации возбужденного атома, эВ; U_i — потенциал ионизации атома, эВ; $W_{\text{и}}$ — внутренняя избыточная энергия возбужденного атома, эВ.

При этом, чем выше температура плазмы, тем большую энергию атом получит от других частиц и, следовательно, тем больше будет величина его $W_{\text{и}}$ и меньше W_i . Поскольку все атомы в плазме при заданных T и p находятся в одинаковых условиях, то сказанное относится ко всем атомам плазмы. Из чего следует, что с увеличением T при заданной величине p W_i атомов плазмы уменьшается. Этот вывод подтверждается

тем фактом, что с увеличением T плазмы степень ее ионизации увеличивается.

Величину $W_{\text{и}}$ для каждого атома точно вычислить невозможно. Однако если в первом приближении допустить, что величина $W_{\text{и}}$ линейно зависит от T , то рассчитать ее величину можно по формуле

$$W_{\text{и}} = \frac{U_i}{T_i} T, \quad (3.13)$$

где T_i — температура, при которой почти все атомы в плазме ионизованы, например, когда степень ионизации достигает 0,95.

Отношение U_i/T_i для каждого сорта атомов постоянно и его можно обозначить через c , тогда формулу (3.12) можно записать в виде

$$W_i = U_i - cT, \quad (3.14)$$

где c — коэффициент, постоянный для каждого вещества.

Для аргона величина c составляет $c \approx 8,2 \cdot 10^{-4}$ эВ/град [50] (на рис. 61 представлен график степени ионизации (α), построенный по экспериментальным данным работы [50]). Известно, что температура плазмы в аргоновой сварочной дуге составляет $\sim 1,3 \cdot 10^4$ К в центре дуги [57], следовательно, согласно формуле (3.13) $W_{\text{и}} = 10,7$ эВ, а W_i при $U_{\text{иAr}} = 15,76$ эВ [22] составляет $W_i = 5,06$ эВ (см. формулы (3.12) и (3.14)). Из полученных данных следует, что $W_{\text{и}}$ и W_i в сварочной дуге заметно изменяются по ее поперечному сечению (см. рис. 62). То же самое должно наблюдаться и у лобовой поверхности капли, находящейся в дуге, у которой тормозится плазменный поток, идущий от электрода к изделию, что приводит к повышению его температуры [35, 33]. Аналогичное явление должно, согласно сказанному выше, наблюдаться и у поверхности сварочной ванны.

Обнаруженное явление особенно важно для изучения процессов в катодной области сварочных дуг, так как на плазму, находящуюся в этой области и состоящую из атомов материала плавящегося электрода, действует внешний источник

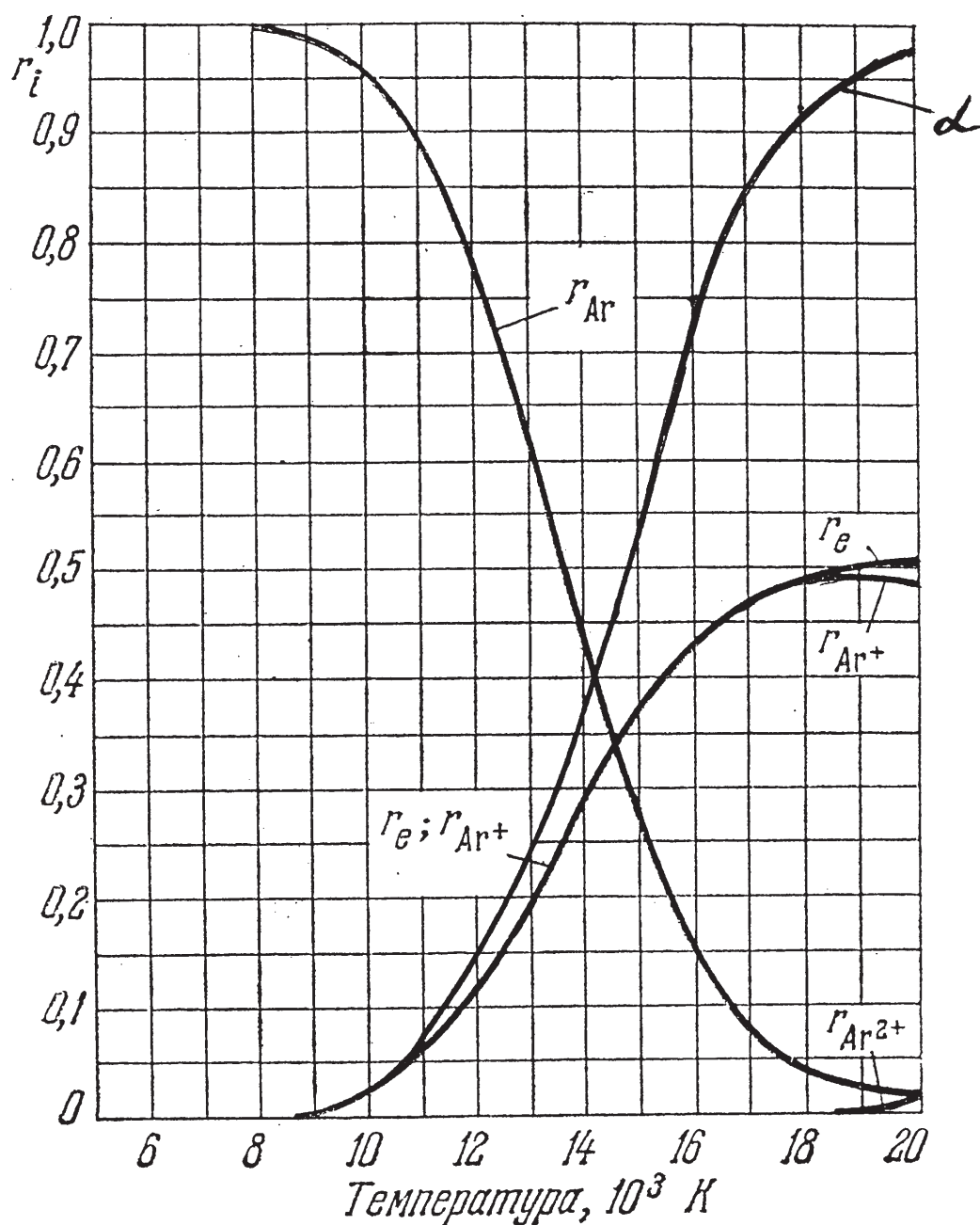


Рис. 61. Зависимость степени ионизации α атомов аргона от температуры и изменение объемных долей r_i ионизированного аргона от температуры при атмосферном давлении [50]

ионизации — пучок электронов, эмитированных с поверхности катода. Из чего следует, что энергия электронов в этом пучке при ионизации атомов расходуется не на ионизацию атомов с $W_i = U_i$, а на ионизацию атомов со значительно меньшей величиной W_p , на что требуется и меньшая энергия элек-

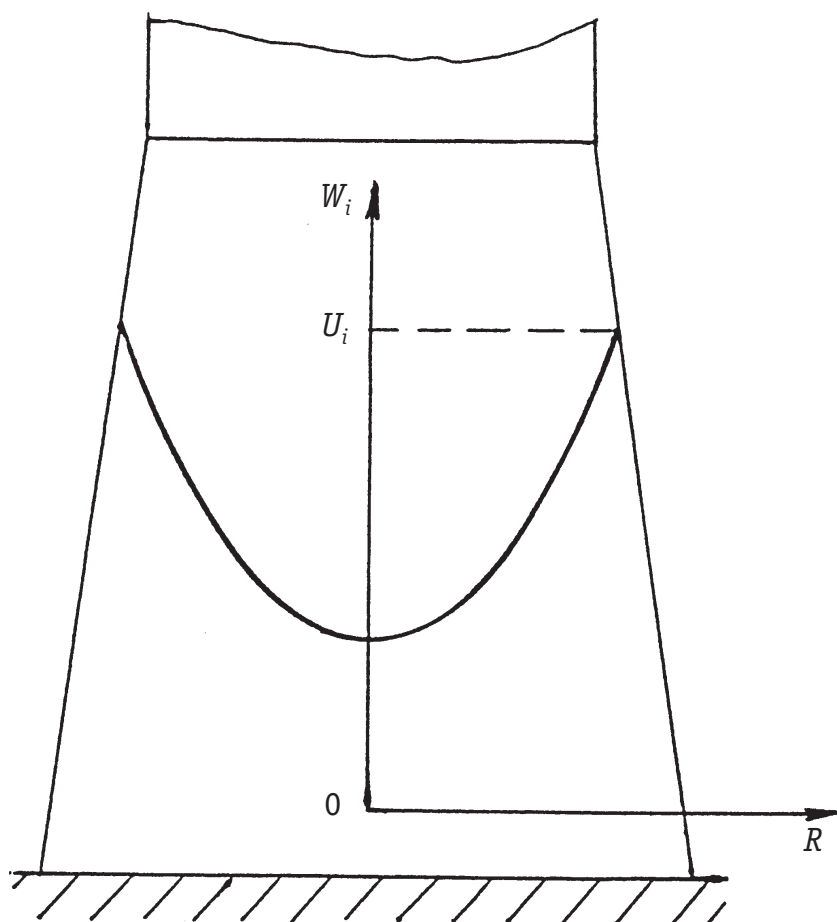


Рис. 62. Зависимость энергии ионизации возбужденного атома от его местонахождения в сварочной дуге. R — радиус дуги, м

тронов, а значит, и меньшая величина катодного падения напряжения (U_k). Возможно, этим можно объяснить малую величину катодного падения напряжения (U_k) для аргоновой дуги, горящей между вольфрамовыми электродами [37]. Действительно, согласно работе [37], анодное падение напряжения (U_a) не зависит от U_i (материала анода) и составляет $\sim 4,5$ В. В то же время для аргоновой дуги, горящей между вольфрамовыми электродами, $U_k + U_a \approx 10$ В [37], следовательно в этом случае $U_k \approx 5,5$ В, что соответствует величине W_i , определенной выше.

Аналогичное можно сказать и о величине U_k при сварке алюминия вольфрамовым электродом в аргоне и в гелии, для которых $U_k + U_a$ равны ~ 10 В и ~ 11 В соответственно [37], при этом потенциал ионизации атома гелия равен $U_i = 24,58$ эВ

[22], что позволяет также объяснить и заметно меньшую величину U_k при сварке в гелии по сравнению с его U_i (для гелия $U_k \approx 0,25U_i$).

Выводы

1. Показано, что энергия ионизации возбужденных атомов в сварочной дуге зависит от температуры атомов и от их места нахождения в дуге.
2. Показано, что энергия ионизации возбужденных атомов в катодной области меньше потенциала ионизации невозбужденных атомов, что уменьшает требуемую энергию электронов, эмитированных с катода, необходимую для ионизации атомов в катодной области, и снижает величину катодного падения напряжения.

3.6. Способ расчета концентрации паров электрода в сварочной дуге

При изучении свойств сварочной дуги часто необходимо знать состав дуговой плазмы и, в том числе, концентрацию паров материала электрода. Однако специального способа расчета состава дуговой плазмы пока нет. Поэтому целью настоящего раздела является разработка способа расчета состава дуговой плазмы по известной температуре дуги (T_δ) как при сварке в среде одного защитного газа, так и при сварке в смеси газов.

Известно, что эффективный потенциал ионизации дуговой плазмы ($U_{эф}$) определяется формулой [37]:

$$U_{эф} = -\frac{T_\delta}{5800} l_n \sum_{d=1}^{d=k} \left(\frac{n_d}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{5800 U_{id}}{T_\delta} \right), \quad (3.15)$$

где n — общая концентрация атомов в плазме, $1/\text{м}^3$; n_d — концентрация атомов сорта « d » в плазме, $1/\text{м}^3$; U_{id} — потенциал ионизации атомов сорта « d », эВ; k — количество компонент атомов разных сортов в составе плазмы.

Кроме того, согласно работе [58] температура дуги, в состав плазмы которой входят атомы одного сорта, равна $T_\partial = 810U_i$. Поскольку в реальных случаях сварки плазма дуги состоит из атомов разных сортов, то в этом случае, как это обычно и делается [37, 59, 60 и др.], можно говорить о некотором эффективном потенциале ионизации плазмы ($U_{i\partial\Phi}$), характеризующем некоторый однородный газ, якобы заполняющий дуговое пространство, т.е. в этом случае можно записать:

$$T_\partial = 810U_{i\partial\Phi}. \quad (3.16)$$

Подставляя формулу (3.16) в (3.15) и производя преобразования, получим:

$$\exp(-7,16) = \sum_{d=1}^{d=k} \left(\frac{n_d}{n} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{-5800U_{id}}{T_\partial} \right). \quad (3.17)$$

Проведем расчет для случая сварки в одном защитном газе, когда плазма дуги состоит из двух сортов частиц — атомов защитного газа и атомов электрода, т.е. когда $k = 2$. При этом допускаем, что n_1 — это концентрация атомов защитного газа в плазме, $1/\text{м}^3$, а $n_2 = n_\partial$ — концентрация атомов электрода, $1/\text{м}^3$, при этом $n_1 = n - n_\partial$. Пусть $n_\partial/n = \rho$, тогда уравнение (3.17) для этого случая можно записать в виде:

$$\exp(-7,16) = (1-\rho)^{1/2} \exp \left(-\frac{5800U_{i1}}{T_\partial} \right) + \rho^{1/2} \exp \left(-\frac{5800U_{i\partial}}{T_\partial} \right). \quad (3.18)$$

Примем, что

$$\exp(-7,16) = a, \exp(-5800U_{i1}/T_\partial) = b, \exp(-5800U_{i\partial}/T_\partial) = c$$

и запишем уравнение (3.18) в упрощенном виде:

$$a = (1-\rho)^{1/2} b + \rho^{1/2} c. \quad (3.19)$$

Чтобы избавиться от степени «1/2» дважды возведем уравнение (3.19) в квадрат, каждый раз совершая необходимые преобразования. В результате получим:

$$\rho^2 (b^2 + c^2)^2 + 2\rho (b^2 a^2 - b^2 c^2 - c^2 a^2 - b^4) + (b^2 + a^2)^2 = 0. \quad (3.20)$$

Корнями квадратного уравнения (3.20) будут:

$$\rho_{1,2} = \frac{-2(b^2 a^2 - b^2 c^2 - c^2 a^2 - b^4)}{2(b^2 + c^2)^2} \pm \frac{\sqrt{4(b^2 a^2 - b^2 c^2 - c^2 a^2 - b^4)^2 - 4(b^2 + c^2)^2 (b^2 + a^2)^2}}{2(b^2 + c^2)^2}. \quad (3.21)$$

Определим величину ρ для случая сварки железным электродом в аргоне при температуре дуги равной $T_d = 10^4$ К. Согласно работе [22] $U_{iAr} = 15,76$ эВ, $U_{iFe} = 7,9$ эВ. После расчетов по формуле 3.21 с точностью до четырех значащих цифр и округления, получим $\rho_1 = 0,00747$, а $\rho_2 = 0,00429$. Полученные значения $\rho = n_{\gamma}/n$ подставим в формулу (3.15) при $k = 2$, а затем по найденной величине $U_{i\gamma\phi}$ из формулы (3.15) по формуле (3.16) определим, какое из найденных значений ρ наиболее точно удовлетворяет заданной температуре дуги $T = 10^4$ К.

Согласно проведенным расчетам при $\rho = 0,00747$ расхождение между заданной температурой дуги и вычисленной составляет 340 К, а при $\rho = 0,00429$ это расхождение составляет примерно 1 К, т.е. по сути дела это расхождение определяется точностью вычислений, следовательно, при температуре аргоновой дуги, равной 10^4 К, отношение концентрации атомов железа к общей концентрации атомов в дуге должно быть $\rho = n_{\gamma}/n = 0,00429$.

Аналогичным образом по известной температуре дуги можно определить концентрацию атомов электрода и в смеси газов. Для этого по уравнению (3.15) необходимо вначале вычислить для заданной смеси $U_{\gamma\phi} = U_{\gamma\phi,см}$, где $U_{\gamma\phi,см}$ — эффек-

тивный потенциал ионизации смеси при заданной температуре, эВ. Это, как правило, возможно, так как состав защитной смеси известен заранее и задается сварщиком. Подставив в уравнение (3.18) вместо U_{i1} вычисленную величину $U_{эф.см}$ и, произведя соответствующие вычисления вышеописанным способом, определим искомую величину $\rho = n_g/n$.

Особо необходимо отметить случай сварки в CO_2 , где атомы углерода и кислорода связаны в одну молекулу. При сварке в CO_2 плавящимся электродом средняя температура дуги равна $T_d \approx 7000$ К [49], а при сварке неплавящимся электродом на оси дуги достигает величины $T_d \approx 11500$ К [61]. Согласно экспериментальным сведениям, приведенным в работе [50], можно допустить, что уже при температуре (5500...6000) К молекулы CO_2 распадаются на атомарный углерод и атомарный кислород, что позволяет для случая сварки в CO_2 вести расчет как для смеси газов.

Теперь рассмотрим, как предложенный способ расчета состава столба дуги при сварке однокомпонентным электродом распространить и на случай сварки многокомпонентным электродом. Пусть электрод состоит из трех компонент — A , B , C . При этом количество каждой из компонент должно быть достаточно большим по отношению к основной компоненте, например, A , чтобы испарение этой компоненты, например, B из капли не ограничивалось ее убылью в поверхностном слое капли. Однако относительная величина компоненты B по отношению к основной компоненте A может быть и достаточно малой, что обусловлено интенсивным перемешиванием металла в капле, а значит, постоянным и интенсивным восстановлением состава поверхностного слоя капли. Пусть упругость пара e над поверхностью электрода компонент A , B , C при температуре кипения сплава электрода соответственно будет e_A , e_B , e_C . Тогда ориентировочно можно считать, что

$$n_A/n_B = e_A/e_B \text{ и } n_A/n_C = e_A/e_C,$$

откуда $n_B = (e_B/e_A) n_A$, а $n_C = (e_C/e_A) n_A$.

Обозначая $n_A/n = \rho$, получим

$$n_B/n = (e_B/e_A) \rho \text{ и } n_C/n = (e_C/e_A) \rho.$$

Подставим значения n_A/n , n_B/n и n_C/n в уравнение 3.17, в которое в этом случае будут входить экспериментально определенная величина T и справочные величины U_{iA} , U_{iB} , U_{iC} , и справочные или расчетные [23, 97] величины e_A , e_B , e_C , а также U_{i1} для атомов однокомпонентного газа, например, аргона, получим уравнение с одним неизвестным (ρ).

$$\begin{aligned} \exp(-7,16) = & (1-\rho)^{1/2} \exp\left(-\frac{5800U_{i1}}{T_d}\right) + \\ & + \rho^{1/2} \exp\left(-\frac{5800U_{iA}}{T_d}\right) + (e_B/e_A)^{1/2} \rho^{1/2} \exp\left(-\frac{5800U_{iB}}{T_d}\right) + \\ & + (e_C/e_A)^{1/2} \rho^{1/2} \exp\left(-\frac{5800U_{iC}}{T_d}\right). \end{aligned} \quad (3.22)$$

В этой формуле пренебрегается влиянием на величину n атомов добавок B и C , так как, как правило, в составе электрода добавок значительно меньше основного компонента (A), тем более если учесть, что концентрация атомов самого компонента A значительно меньше n (см. предыдущие расчеты).

Согласно предыдущему расчету $\rho \ll 1$, поэтому первое слагаемое в уравнении (3.22) можно записать в виде

$$1 \cdot \exp(-5800U_{i1}/T_d)$$

и, обозначая $\rho^{1/2} = t$, получим

$$\begin{aligned} \exp(-7,16) = & \exp\left(-\frac{5800U_{i1}}{T_d}\right) + (e_B/e_A)^{1/2} t \exp\left(-\frac{5800U_{iB}}{T_d}\right) + \\ & + (e_C/e_A)^{1/2} t \exp\left(-\frac{5800U_{iC}}{T_d}\right). \end{aligned}$$

Решая это линейное уравнение относительно t , получим

$$t = \frac{\exp(-7,16) - \exp\left(-\frac{5800U_{i1}}{T_d}\right)}{(e_B/e_A)^{1/2} \exp\left(-\frac{5800U_{iB}}{T_d}\right) + (e_C/e_A)^{1/2} \exp\left(-\frac{5800U_{iC}}{T_d}\right)}.$$

Поскольку $\rho = t^2$, то искомая величина ρ определяется выражением

$$\rho = \left[\frac{\exp(-7,16) - \exp\left(-\frac{5800U_{i1}}{T_d}\right)}{(e_B/e_A)^{1/2} \exp\left(-\frac{5800U_{iB}}{T_d}\right) + (e_C/e_A)^{1/2} \exp\left(-\frac{5800U_{iC}}{T_d}\right)} \right]^2.$$

После нахождения точного значения ρ определяются концентрации атомов каждой из компонент электрода в столбе дуги по формулам $n_A = \rho n$, $n_B = (e_B/e_A) \rho n$, $n_C = (e_C/e_A) \rho n$, где $n = p/(k T_d)$, p — давление газа в столбе дуги, Н/м²; k — постоянная Больцмана, Дж/град [46]. Используя выше описанный способ для определения ρ атомов металла однокомпонентного электрода в смеси газов, можно и для многокомпонентного электрода определить величину ρ при сварке в смеси газов по известной температуре столба дуги.

Эксперименты по определению величины T_d желательно проводить при одинаковом химическом составе электрода и пластины, так как в этом случае состав дугового газа будет меньше зависеть от полярности электрода, что позволит устранить влияние атомов других элементов на величину T_d . При необходимости определить количество атомов в столбе дуги, испаряющихся именно с электрода, при определении T_d сварку необходимо вести на графитовой пластине, так как U_i атомов графита значительно больше U_i атомов металлов, обычно применяемых при сварке [22], в результате чего наличие атомов графита в столбе дуги не будет заметно влиять на величину T_d . В этом случае при сварке на прямой полярности расчет по предлагаемой методике будет менее точным, чем при

сварке на обратной полярности, так как значительная часть испарившихся с катода атомов ионизируется в катодной области и возвращается на катод. Это обусловлено тем, что в предложенной методике предполагается, что отношение парциальных давлений друг к другу как у электрода, так и в столбе дуги, примерно одинаковы.

Следует также отметить, что концентрация паров с электрода в столбе дуги должна значительно превышать концентрацию паров с изделия вследствие значительно большей плотности тока на электроде, чем на изделии, и, кроме того, газовые потоки с электрода интенсивно препятствуют попаданию паров в столб дуги с изделия.

Выводы

Предложена методика расчета концентрации атомов в столбе дуги по известной температуре газа в столбе для одно- и многокомпонентных электродов как при сварке в одноатомном газе, так и при сварке в смеси защитных газов.

3.7. Механизм саморегулирования формы столба дуги

Давно известно, что столб дуги имеет форму усеченного конуса, большее основание которого находится на изделии независимо от полярности [16, 25]. Однако причина расширения столба дуги у поверхности изделия до сих пор не установлена. Поэтому целью настоящей работы является определение процессов, способствующих расширению столба у поверхности изделия.

Рассмотрим вначале схемы, приведенные на рис. 63, в случае, если «изделием» является нерасплавляемая пластина. Для

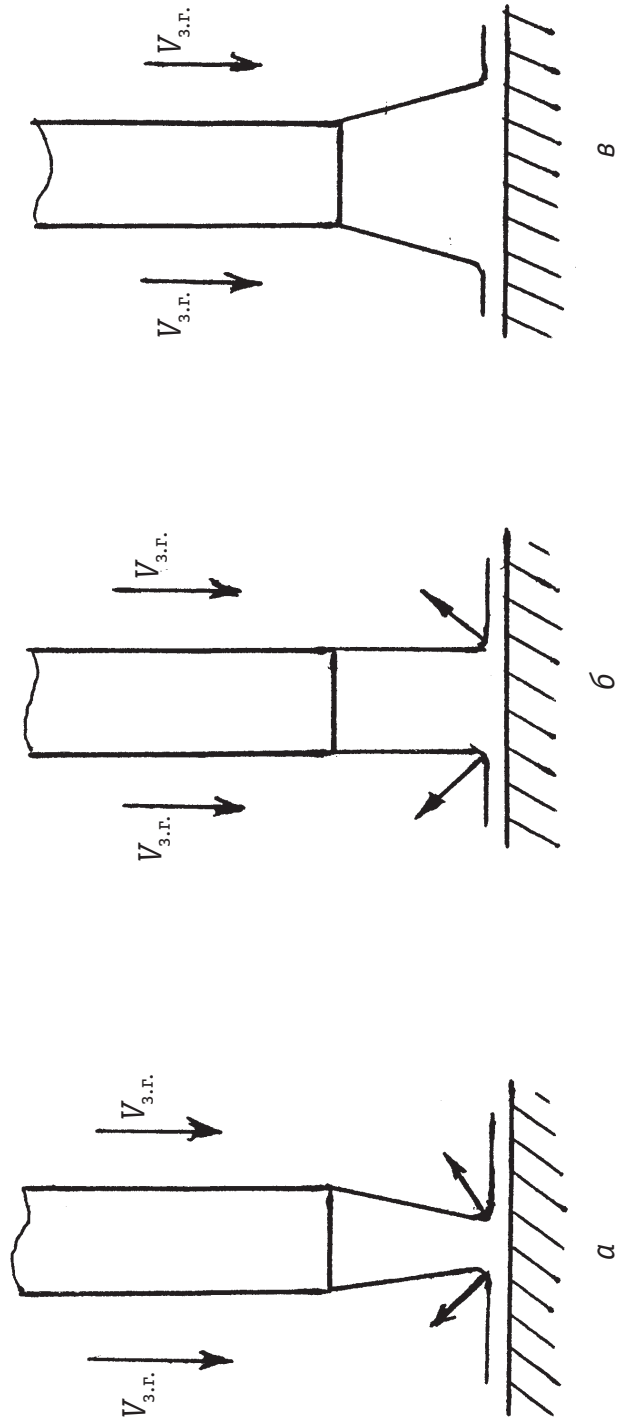


Рис. 63. Схемы неустойчивых (*а, б*) и устойчивой (*в*) форм столба дуги. Вертикальными стрелками показано направление движения защитного газа

чего рассмотрим все возможные формы столба дуги. Пусть диаметр столба дуги у поверхности пластины меньше, чем у торца электрода (см. рис. 63а). В этом случае отраженные от поверхности пластины высоконагретые газовые потоки направлены примерно вдоль поверхности пластины. Эти потоки охватывают столб дуги в его нижней части, подогревают газ, окружающий столб дуги, и в первую очередь газ, находящийся у нижней части столба дуги, чему способствует не только близость столба и отраженного потока, но и то, что в этом месте нейтральный газ заключен как бы между столбом и отраженным потоком, образующими между собой острый угол, что способствует еще большему подогреву газа до высокой температуры и, как следствие, расширению столба в нижней части. На рис. 63а направление расширения столба показано стрелками. Следовательно, когда на нерасплавленной пластине находится меньшее основание конусообразной дуги, столб будет стремиться к цилиндрической форме. Теперь рассмотрим, является ли цилиндрическая форма дуги в этом случае устойчивой, см. рис. 63б. Для схемы, показанной на рис. 63б, можно провести такие же рассуждения и прийти к выводу, что и цилиндрическая форма столба дуги тоже неустойчива, так как он стремится принять форму конуса с большим основанием у поверхности пластины. На рис. 63в показан столб дуги в виде усеченного конуса с большим основанием у поверхности пластины. При этом подход защитного газа к нижнему основанию конуса более свободен, чем в предыдущих случаях, что способствует его более интенсивному охлаждению. Кроме того, расстояние между наружной поверхностью столба в его нижней части и отраженным газовым потоком больше, чем в предыдущих случаях, что также уменьшает интенсивность нагрева газа на этом участке. Следовательно, по мере расширения нижней части столба дуги (см. рис. 63а, б, в) уменьшается интенсивность подогрева газа около нижней части столба дуги и улучшаются условия его охлаждения. Это означает, что этот процесс затухает при

определенной конусности дуги и направлении отраженного потока.

Вышеприведенные рассуждения о влиянии отраженного газового потока на поперечные размеры столба дуги подтверждаются экспериментально [43].

В реальном случае сварки, когда изделие под дугой расплавлено, образуется кратер, стенки которого направляют отраженный газовый поток не под углом 90° к оси электрода, как это рассматривалось в схемах на рис. 63, а под значительно меньшим, см. рис. 64. Угол между наружной поверхностью столба и направлением отраженного потока (его наружной поверхностью со стороны столба дуги) также уменьшается, что приводит к еще большему расширению столба дуги у поверхности изделия.

Если сделанные рассуждения верны, то чем короче будет столб, т.е. чем ближе торец электрода будет находиться к поверхности изделия и чем больше будет интенсивность отраженного потока, тем больший угол будет у верхнего основания конуса (столба дуги). Этот вывод подтверждается экспериментально. При сварке на обратной полярности в CO_2 проволокой марки Св-08Г2С с покрытием из углекислого калия в количестве $\sim 0,01$ % от массы проволоки при струйном переносе внешняя часть дуги ($l_{\text{вн}}$) (см. рис. 65), находящаяся между электродом и поверхностью изделия и равная примерно 1...2 мм, имеет угол расширения конуса, равный $\sim 120^\circ$. Именно в этом случае (при струйном переносе) наблюдается интенсивный поток газа в столбе дуги, что естественно обуславливает интенсивный отраженный поток.

Кроме того, торможение газа у поверхности пластины или сварочной ванны приводит к повышению температуры отраженного потока. При этом температура газа у поверхности пластины или кратера сварочной ванны будет тем больше, чем больше скорость газового потока в столбе дуги. А это означает, что температура газа в отраженном потоке при этом будет также возрастать.

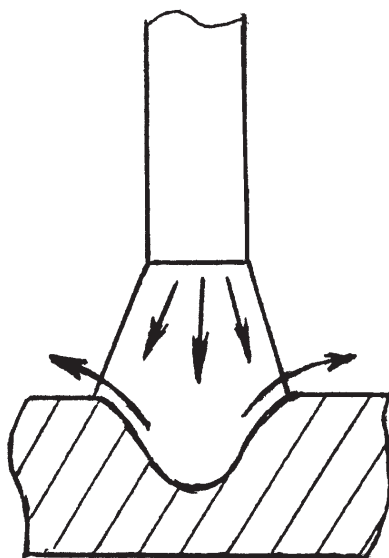


Рис. 64. Схема образования конусности столба дуги при реальном процессе сварки. Стрелки, расположенные внутри столба, показывают направление газового потока в столбе, а у поверхности изделия — направление отраженного потока

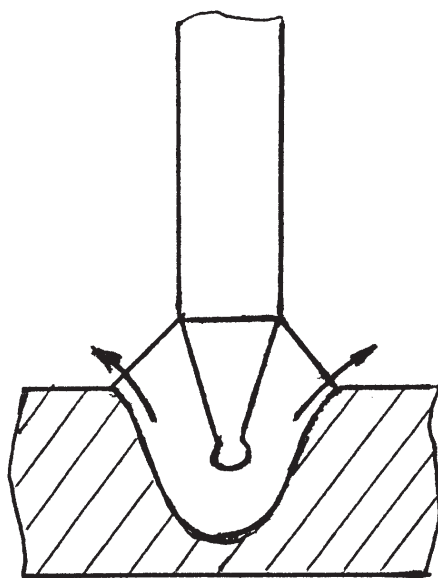


Рис. 65. Схема конусной формы столба дуги при сварке в CO_2 проволокой с покрытием из K_2CO_3 на обратной полярности

Поскольку скорость газового потока в столбе дуги при струйном переносе значительно больше, чем при капельном, то температура отраженного газового потока в рассматриваемом случае будет значительно больше, что и способствует значительной конусности дуги в этом случае. Следовательно, и этот вывод, сделанный на основе предыдущих, также подтверждается экспериментально.

Из анализа предложенного механизма расширения столба дуги также следует, что расширение столба у поверхности изделия при сварке на обратной полярности свидетельствует о том, что размеры катодного пятна на изделии могут определяться поперечными размерами столба дуги у поверхности изделия. При этом значительное уменьшение плотности тока в катодном пятне, а, значит, и уменьшение интенсивности процесса ионизации в ионизационной части катодной области в этом случае компенсируется значительным повышением температуры газа у поверхности катода в месте расположения катодного пятна, т.е. в катодной области.

Выводы

1. Предложен механизм саморегулирования формы столба дуги.
2. Из анализа этого механизма следует, что размеры катодного пятна, находящегося на изделии при сварке на обратной полярности, определяются поперечными размерами столба дуги у поверхности изделия.

**ПРОЦЕССЫ
В ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ
ОБЛАСТЯХ**

4.1. Определение величины ионной доли тока в катодной области

Несмотря на многочисленные работы, посвященные изучению процессов в катодной области, в настоящее время нет формулы для расчета величины ионной доли тока (β) в катодной области электрических дуг, от величины которой, при заданном материале катода, зависит эмиссия электронов из катода, а, следовательно, и устойчивость катодного пятна, что влияет на геометрические характеристики сварного шва и его химсостав при сварке на обратной полярности, а при сварке на прямой полярности влияет на температуру капель, интенсивность выгорания легирующих элементов электродного металла и стабильность расположения капли в пространстве.

Поэтому целью настоящей работы является получение этой формулы, для чего проведем следующие рассуждения.

Допустим, что вся энергия электронов, приобретенная ими при прохождении катодной области расходуется на ионизацию атомов в катодной области*. Тогда можно записать:

$$e U_{\kappa} N_e = e U_i N_i, \quad (4.1)$$

где e — заряд электрона, Кл; U_{κ} — катодное падение потенциала, В; U_i — потенциал ионизации атомов в катодной области, В; N_e — количество электронов, покидающих катод за 1 сек, 1/сек; N_i — количество ионов, образовавшихся в ионизационной части катодной области за 1 сек, 1/сек.

Откуда:

$$\frac{N_i}{N_e} = \frac{U_{\kappa}}{U_i}. \quad (4.2)$$

Поскольку все ионы и электроны в катодной области участвуют в переносе ионного (I_i) и электронного (I_e) токов соответственно, то можно записать, что $I_i = e N_i$, А; а $I_e = e N_e$, А; и уравнение (4.2) можно записать в виде:

* См. дополнение к разделу 4.1. При этом считается также, что почти все ионы в катодной области образованы в результате ударов электронов об атомы, что согласно разделу 4.9. допускается.

$$\frac{I_i}{I_e} = \frac{U_k}{U_i}. \quad (4.3)$$

С учетом того, что $I_i + I_e = I_d$, где I_d — ток дуги, А, получим:

$$\frac{I_i}{I_d - I_i} = \frac{U_k}{U_i}. \quad (4.4)$$

Преобразуя уравнение (4.4), получим:

$$I_i = I_d \frac{U_k / U_i}{1 + U_k / U_i}. \quad (4.5)$$

Разделив обе части уравнения (4.5) на I_d , получим*:

$$\beta = \frac{I_i}{I_d} = \frac{U_k / U_i}{1 + U_k / U_i}. \quad (4.6)$$

Согласно работе [63] при сварке в аргоне на прямой полярности проволокой марки Св-08Г2С $U_k = 8...9$ В, для железа $U_i = 7,9$ В [22], тогда $\beta = 0,5...0,53$.

При этом необходимо отметить, что в работе [63] установлено, что U_k зависит от сварочного тока. Так, при увеличении сварочного тока от 150 А до 300 А U_k увеличивается от 8,3 В до 9 В. Следовательно, согласно полученной формуле (4.6) и величина β несколько увеличивается с увеличением сварочного тока. Однако она прямо не зависит от величины сварочного тока и определяется величинами U_k и U_i .

Необходимо отметить, что в рассматриваемом случае газ в катодной области состоит из атомов железа, углерода, кремния, аргона и марганца и определение величины β необходи-

* Необходимо отметить, что формула (4.6) дает несколько завышенное значение β , так как не учитывает долю энергии электронов, идущую на возбуждение атомов. Точная формула для определения величины β выглядит так: $\beta = (aU_k / U_i) / (1 + aU_k / U_i)$, где a — доля энергии электронов, расходуемая на ионизацию атомов. Однако в связи с тем, что величина коэффициента a близка к единице (см. раздел 6.5), то эта формула в дальнейшем не используется. Вместе с тем, наличие коэффициента a как в числителе, так и в знаменателе дроби значительно уменьшает его влияние на величину β .

мо проводить по эффективному потенциалу ионизации ($U_{эф}$) этой смеси. Однако в связи с тем, что атомов железа в катодной области для данного химического состава сварочной проволоки должно быть значительно больше, чем атомов легирующих добавок, то с учетом того, что потенциалы ионизации углерода и аргона ($U_{iC} = 11,23$ В, $U_{iAr} = 15,76$ В) значительно больше U_{iFe} , то наличие этих сортов атомов не будет оказывать заметного влияния на величину $U_{эф}$ [37]. Наличие же атомов марганца с $U_{iMn} = 7,43$ В в связи с малым различием в величинах U_{iFe} и U_{iMn} , даже если считать, что газ в катодной области состоит полностью из атомов марганца, что практически невозможно, не оказывает заметного влияния на величину β . Действительно, в этом случае, когда $U_{эф} = U_{iMn} = 7,43$ В, β изменяется в пределах $\beta = 0,52 \dots 0,55$. Различие в том и другом случаях между средними величинами β составляет 3,5 %, что для приближенных расчетов, каковыми являются расчеты процессов как в катодной области, так и в столбе дуги, вполне допустимо. Сказанное в полной мере относится и к атомам кремния ($U_{iSi} = 8,15$ В). Кроме того, U_{iMn} и U_{iSi} будут взаимно компенсироваться.

Необходимо также отметить, что в разделе 3.5 установлено, что энергия ионизации атомов зависит от температуры плазмы и чем больше температура плазмы, тем меньше энергии требуется для ионизации нейтрального возбужденного атома. В этом же разделе установлена зависимость между энергией ионизации возбужденного атома (W_i) и температурой плазмы (T), описываемая формулой:

$$W_i = U_i - cT, \quad (4.7)$$

где $c = U_i/T_i$, T_i — температура, при которой степень ионизации достигает величины, равной 0,95.

Поэтому в формуле (4.6), с учетом отмеченного явления, величину потенциала ионизации U_i , которая характеризует величину энергии, требуемую для ионизации нейтрального, но невозбужденного атома, необходимо заменить на величину

энергии, требуемой для ионизации нейтрального, но возбужденного атома, т.е. на W_i , так как все атомы в катодной области, также как и в столбе дуги, что отмечается в разделе 4.20, находятся в возбужденном состоянии. Следовательно, формулу (4.6) необходимо записать в виде:

$$\beta = \frac{U_k / W_i}{1 + U_k / W_i} \quad (4.8)$$

Экспериментальных сведений о величине температуры в катодной области для дуги, горящей на плавящемся электроде в аргоне нет. Поэтому расчет величины W_i проведем для двух случаев, когда $T = 7 \cdot 10^3$ К, эта температура характерна для дуги, горящей с плавящегося электрода марки Св-08Г2С на обратной полярности в углекислом газе [49], и для $T = 10 \cdot 10^3$ К, что характерно для дуги, горящей в аргоне с неплавящимся электродом.

Расчет степени ионизации (α) атомов железа по уравнению Саха [79], показал, что $\alpha = 0,95$ при $T \approx 12,5 \cdot 10^4$ К.

При этом необходимо отметить, что расчет степени ионизации по уравнению Саха дает достаточно точные ее значения при α близких к единице. Так, различия между экспериментально определенной величиной α [50] и ее величиной, вычисленной по уравнению Саха для аргона, составляет 5 % (см. рис. 66) при температуре аргона, равной $20 \cdot 10^3$ К. Однако при $\alpha \leq 0,5$ вычисления по уравнению Саха дают значительные расхождения с экспериментально найденной величиной α (см. рис. 66). Поэтому для величины $\alpha \leq 0,5$ желательно проводить вычисления α по уравнению, предложенному в работе [37]. При этом вычисленные значения α достаточно точно совпадают с экспериментальными данными (см. рис. 66).

Согласно формуле (4.7) и ранее сказанному величина s для атомов железа равна $s \approx 6,3 \cdot 10^{-4}$ эВ/град. Следовательно, при $T = 7 \cdot 10^3$ К величина W_i составит $W_i = 3,5$ эВ, а при $T = 10 \cdot 10^3$ К W_i будет равна $W_i = 1,6$ эВ.

Расчет по формуле (4.8) показывает, что при $T = 7 \cdot 10^3$ К $\beta = 0,7$, а при $T = 10 \cdot 10^3$ К, $\beta = 0,83$.

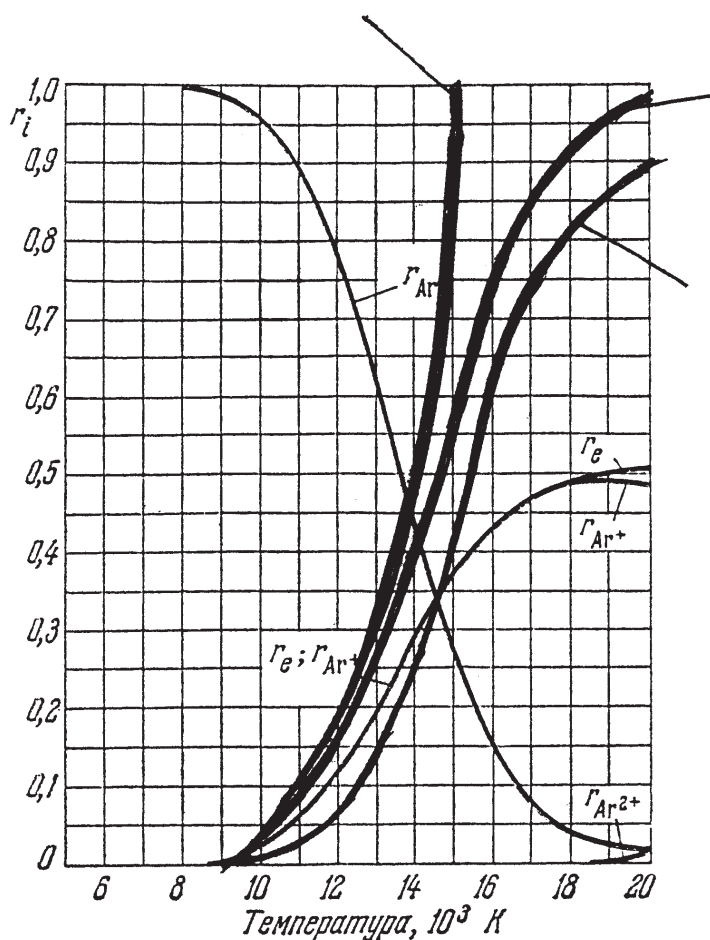


Рис. 66. Зависимость величины степени ионизации α аргона от температуры при атмосферном давлении:

$\alpha_{\text{и}}$ — истинное значение; $\alpha_{\text{с}}$ — значение α , вычисленное по уравнению Саха; $\alpha_{\text{л}}$ — значение α , вычисленное по уравнению Лескова

Кроме того, необходимо отметить также, что, как отмечалось в работе [35], при торможении потока газа у какой-либо тупой поверхности его температура повышается. Величину этой температуры торможения (T_T) можно определить по формуле работы [35]:

$$T_T = T + \frac{V^2}{2C_p},$$

где T — температура в набегающем газовом потоке, К; V — скорость набегающего газового потока, м/сек; C_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении, Дж/(кг·град).

Из этого следует, что температура газа у поверхности сварочной ванны будет больше, чем в столбе дуги и у поверхности электрода. При этом, в случае струйного переноса металла, температура газа у поверхности сварочной ванны и кратера может в несколько раз превосходить температуру газа в столбе дуги, так как при струйном переносе электродного металла скорость газовых потоков превышает скорость звука в столбе дуги, что отмечается в работе [33].

Поэтому величина ионной доли тока в катодной области, согласно вышесказанному, при сварке на обратной полярности, когда катодом является изделие, может быть значительно больше величины ионной доли тока в катодной области, расположенной на электроде.

Необходимо также отметить, что капли электродного металла,двигающиеся в столбе дуги, как отмечается в разделе 4.20, должны вносить существенные изменения в распределение плотности тока, температуры газа (плазмы), скорости газового потока и проводимости плазмы в столбе дуги.

При полете капли к поверхности сварочной ванны она будет экранировать газовый поток, идущий от электрода к изделию. Это приведет к перераспределению температуры торможения (T_m) газового потока на поверхности сварочной ванны и стенках кратера, что, согласно формулам (4.7, 4.8) этого раздела, должно привести к изменению распределения величины ионной доли тока по поверхности сварочной ванны и стенкам кратера. При этом величина ионной доли тока в центральной части сварочной ванны должна, согласно сделанным в этом разделе выводам, уменьшиться, а на периферийных частях сварочной ванны и стенках кратера — увеличиться. Этот эффект должен проявляться наиболее заметно при струйном переносе металла, при котором скорость газовых потоков в столбе дуги максимальна.

Из сказанного следует, что когда катодное пятно находится на изделии, на величину ионной доли тока и ее распределе-

ние по поверхности сварочной ванны и стенкам кратера может оказывать возмущающее действие на капли электродного металла, подлетающие к поверхности ванны.

4.2. Количество металла, испаряющегося с катодного пятна*

При сварке на прямой полярности размеры анодного пятна определяют ширину сварного шва. Вместе с тем, при заданных токе и напряжении, на дуге от ширины шва зависит и глубина проплавления изделия, так как она определяется давлением дуги на сварочную ванну. Таким образом, размеры анодного пятна оказывают влияние не только на технологические параметры процесса сварки, но и на прочностные свойства сварного соединения. На размеры анодного пятна оказывает непосредственное влияние диаметр столба дуги, который в свою очередь зависит от состава дугового газа, на который существенное влияние оказывают пары металла с катодного пятна на электроде. Аналогично, при сварке на обратной полярности, когда катодное пятно находится на изделии, процессы в нем также, в конечном счете, оказывают влияние на технологические особенности процесса сварки и прочностные свойства сварного соединения. Следовательно, определение количества металла, испаряющегося на катоде, является важной задачей не только с теоретической, но и с практической точек зрения. Поэтому в настоящей работе рассмотрим количество металла, испаряющегося с катода.

Ионы, переносящие ионный ток в катодной области, образуются в ионизационной части этой области [65]. В настоящее

* Этот материал был отправлен в редакцию журнала «Сварочное производство» в мае 2004 г.

время известны различные способы образования ионов из нейтральных атомов, но какие именно превалируют в катодной области не известно. Однако для всех механизмов ионизации характерно, что даже небольшая разница в потенциалах ионизации (U_i) атомов оказывает значительное влияние на величину вероятности ионизации, причем чем меньше U_i , тем больше вероятность ионизации атома. В катодной области, кроме атомов металла электрода, могут присутствовать и атомы защитного газа, например, при сварке в Ar — атомы Ar, а при сварке в CO₂ — атомы C и O, так как при средней температуре дуги 7000 К, характерной для сварки в CO₂ [49], молекулы CO₂ согласно работе [50] должны полностью разлагаться на атомарный кислород и атомарный углерод. Потенциалы ионизации этих атомов равны $U_{iAr} = 15,8$ эВ, $U_{iO} = 13,6$ эВ, $U_{iC} = 11,3$ эВ и значительно больше потенциала ионизации атомов железа $U_{iFe} = 7,9$ эВ [22]. Это свидетельствует о том, что при нахождении в равных условиях вероятность ионизации атомов железа во много раз больше, чем атомов защитного газа. Следовательно, ионы, образующиеся в ионизационной части катодной области, будут почти полностью образовываться из атомов железа, чему будет способствовать не только более низкий U_i , но и значительно большая концентрация атомов железа в катодной области по сравнению с концентрацией атомов защитного газа, как это будет видно из дальнейших рассуждений.

В настоящее время считается, что величина ионной доли тока в сварочных дугах примерно равна $\beta \approx 0,5$ [64]. Полагая, что величина β не зависит от величины сварочного тока (I), определим по данным работы [51] количество ионов, переносящих ионный ток в катодной области (N_i) при разных токах по формуле

$$N_i = I_i / e = \beta I / e,$$

где e — заряд электрона, Кл, а также соответствующее им количество испарившихся с катодного пятна атомов (N_{Π}) по формуле $N_{\Pi} = G_{\Pi} / m_{Fe}$, где m_{Fe} — масса атома железа, равная

$9,26 \cdot 10^{-26}$ кг [22, 55] в соответствии со сведениями, приведенными в работе [51]*.

Результаты расчетов представлены в таблице 6, из которых следует, что $N_i \approx N_{\pi}$ и с увеличением тока отношение N_i/N_{π} увеличивается, а также возрастает и общее количество испарившихся атомов $N_i + N_{\pi}$.

Механизм этого процесса можно описать следующим образом. Испарившиеся с катодного пятна атомы попадают в ионизационную часть катодной области, где часть из них (N_i) ионизируется и в виде ионного тока возвращается на катод, а часть (N_{π}) покидает катодную область и входит в столб дуги, частично оттесняя от катодной области атомы защитного газа.

Теперь рассмотрим, какова концентрация атомов катода в катодной области, в данном случае атомов железа (n_{Fe}). С поверхности катодного пятна в единицу времени испаряется $N_i + N_{\pi}$ атомов железа. Эти атомы за одну секунду распространяются в объеме, равном $W = S_{\text{кп}} \cdot V_a$, где $S_{\text{кп}}$ — площадь катодного пятна, м^2 , V_a — скорость теплового движения атома при температуре катодного пятна, равной температуре кипения железа $T_{\text{к}} = 3160$ К [22]. Величина V_a согласно работе [46] определяется формулой $V_a = \sqrt{2kT/m}$, где k — постоянная Больцмана, Дж/К; T — температура испаряющихся атомов, К; $m = m_{\text{Fe}}$. Подставляя $T = T_{\text{к}}$, получим $V_a = 9,58 \cdot 10^2$ м/с. Величину $S_{\text{кп}}$ можно определить по формуле $S_{\text{кп}} = I/j$, где j — плотность тока в катодном пятне для железного электрода, равная

* При определении величины реактивного давления паров P_{π} в работе [51] не была учтена электромагнитная сила $P_{\text{эм}} = A \cdot I^2$, где A — коэффициент пропорциональности, равный 10^{-8} Н/А² [51] (об этом уточнении автору настоящего издания рассказал Евченко В.М. примерно в 1981 г.), так же как и реактивное давление паров, поддерживающее каплю при нахождении ее сбоку от электрода. Поэтому в настоящей работе это было учтено путем расчета реактивной силы (F_{π}), действующей на каплю при испарении металла, по уравнению $F_{\pi} = P_{\pi} - P_{\text{эм}}$. Данные расчета приведены в таблице 6. С учетом этого также было пересчитано количество испаряющегося с катода металла (G_{π}). Эти сведения также приведены в таблице 6. Величина газодинамической силы, действующей при истечении CO_2 из сопла на каплю, незначительна.

$\sim 2 \cdot 10^7$ А/м² [37]. Согласно сказанному, концентрация атомов железа определяется формулой

$$n_{\text{Fe}} = (N_i + N_{\text{п}})/W = (N_i + N_{\text{п}})j/(I \sqrt{2kT/m_{\text{Fe}}}).$$

Результаты расчетов представлены в таблице 6, из которой следует, что n_{Fe} несколько увеличивается с увеличением тока и примерно на порядок меньше концентрации атомов при атмосферном давлении и средней температуре дуги в СО₂ [49], равной $T = 7000$ К, определяемой по формуле $n = p/(kT) = 1,04 \cdot 10^{24}$ 1/м³, где $p = 10^5$ Н/м² — величина атмосферного давления. Однако необходимо учесть, что на границе катодной области со столбом дуги скорость потока газа (паров железа) должна уменьшиться до скорости потока газа в столбе дуги. В работе [51] эта скорость определена в зависимости от величины тока и составляет $(0,68 \dots 1,09) \cdot 10^2$ м/с. Поэтому скорость потока испарившихся атомов уменьшается на границе катодного пятна, т.е. в ионизационном пространстве, примерно в $9,58 / (0,68 \dots 1,09) = 14,1 \dots 8,79$ раз, т.е. примерно на порядок, что во столько же раз вызывает увеличение концентрации атомов железа в этой части катодной области. Учитывая

Таблица 6

Параметры	I, А				
	125	175	210	230	275
$F_{\text{п}} \cdot 10^{-3}$, Н	1,88	2,24	6,1	8,05	11,32
$G_{\text{п}} \cdot 10^{-5}$, кг/с	2,8	3,3	6,6	8,0	10,3
$N_i \cdot 10^{-20}$, 1/с	3,91	5,47	6,56	7,19	8,59
$N_{\text{п}} \cdot 10^{-20}$, 1/с	3,02	3,56	7,13	8,64	11,12
$N_{\text{п}} / N_i$	0,77	0,65	1,09	1,20	1,29
$(N_i + N_{\text{п}}) \cdot 10^2$, 1/с	6,93	9,03	13,69	15,83	19,71
$n_{\text{Fe}} \cdot 10^{23}$, 1/м ³	1,16	1,08	1,36	1,44	1,48

то, что общая длина катодной области (ионизационной области и области свободного движения ионов, прилегающей к поверхности катода) составляет несколько длин свободного пробега атомов, можно считать, что концентрация атомов железа во всей катодной области примерно равна концентрации атомов в столбе дуги и, учитывая также то, что поток атомов железа, выходящий из катодной области, оттесняет атомы защитного газа от катодного пятна, можно считать, что катодная область почти полностью заполнена только атомами материала катода, а ионный ток в ней практически полностью переносится ионами, образованными из атомов катода.

При этом особо необходимо отметить, что импульс, направленный во внутрь катода и полученный катодом при испарении той части атомов, которая ионизируется в катодной области, будет полностью компенсирован импульсом, направленным в сторону столба дуги, при торможении этих атомов (ионов) в электрическом поле катодной области от V_a до 0, и потому эта часть (N_i) испарившихся атомов не вызывает перемещение катода (капли) в пространстве, так как результирующая сила равна нулю. Аналогичный вывод можно сделать и при учете соударений этих атомов с атомами и ионами в катодной области. Кроме того, необходимо отметить, что силовое действие на катод испарившихся и покинувших катодную область атомов железа (N_{π}) сводится к следующему. Количество движения, сообщенное ими катоду при испарении, равно $N_{\pi} m_{Fe} V_a$. Точно такое же, но противоположно направленное количество движения эти атомы уносят с собой ($-N_{\pi} m_{Fe} V_a$). Часть этого количества движения испарившиеся атомы (N_{π}) передают атомам, движущимся к катодному пятну из столба дуги при столкновениях, т.е. в ионизационной области, уменьшая их количество движения, которое они передали бы катоду при ударе о его поверхность. Количество движения, унесенное из катодной области испарившимися атомами N_{π} равно $G_{\pi} V$, где V — скорость выхода испарившихся атомов из катодной области, определенная в работе [51], м/с,

и именно эта часть количества движения будет оказывать силовое действие на каплю. Количество же движения, равное $N_{\text{п}} m_{\text{Fe}} V_a - G_{\text{п}} V$ останется в катодной области и будет передано атомам, движущимся из столба дуги к катодному пятну в результате их теплового хаотического движения, что уменьшит их количество движения в этом направлении на величину $N_{\text{п}} m_{\text{Fe}} V_a - G_{\text{п}} V$, а значит и их силовое действие на катод, что как бы несколько снизит атмосферное давление под катодным пятном, так как атмосферное давление проявляется именно в передаче количества движения атомами, ударяющимися о поверхность любого предмета в результате их теплового хаотического движения. Однако это снижение на величину $N_{\text{п}} m_{\text{Fe}} V_a - G_{\text{п}} V$ будет компенсировано количеством движения, переданным катоду испарившимися атомами ($N_{\text{п}}$) при испарении, и результирующее количество движения, которое получит катод, определится разностью $N_{\text{п}} m_{\text{Fe}} V_a - (N_{\text{п}} m_{\text{Fe}} V_a - G_{\text{п}} V) = G_{\text{п}} V$, т.е. именно то количество движения, которое определено в работе [51] и которое оказывает некомпенсированное силовое действие на каплю.

Из проведенного анализа также следует, что атомы легирующих элементов, входящие в состав катода с $U_i < U_{i\text{Fe}}$, например Mn ($U_{i\text{Mn}} = 7,4$ эВ), в результате многократных испарений и конденсаций на поверхности катодного пятна, участвуя в переносе тока в составе доли испарившихся атомов (N_i) будут в меньшей степени покидать катодную область и будут возвращаться на катод, т.е. каплю, чем атомы с $U_i > U_{i\text{Fe}}$, например, Si ($U_{i\text{Si}} = 8,15$ эВ) и C ($U_{i\text{C}} = 11,3$ эВ), которые будут покидать катодную область вместе с долей испаряющихся атомов $N_{\text{п}}$. Следовательно, при сварке будет наблюдаться выборочное удаление легирующих элементов из катодной области, т.е. из капли или сварочной ванны.

Кроме того, необходимо отметить, что постоянный поток атомов материала катода, направленный от его поверхности со значительной скоростью, должен существенно уменьшать количество тепла, передаваемого от дуги электроду или сва-

рочной ванне за счет уменьшения количества и силы ударов о его поверхность атомов, заполняющих столб дуги и катодную область, т.е. энергию теплопередачи.

Теперь определим, уносит ли энергию испарения из катода та часть испарившихся атомов, которая ионизируется в катодной области и в виде ионов вновь возвращается на катод (N_i). Для чего вначале рассмотрим величину коэффициента аккомодации g . В работе [66] получена формула, позволяющая определить величину g при бомбардировке твердого металла (мишени) пучками ионов:

$$g = 1 - \frac{K_p}{2} \frac{m_1 (m_1 - m_2)}{(m_1 + m_2)^2},$$

где K_p — коэффициент, с помощью которого учитываются физические свойства металла мишени; m_1 — масса атома мишени, кг; m_2 — масса любого из бомбардирующих ионов в пучке, кг.

Из этой формулы следует, что при любых физических свойствах металла мишени (величине K_p), в том числе находится ли она в твердом или жидком состоянии при $m_1 = m_2$, величина $g = 1$. Поэтому при бомбардировке катода ионами, переносящими ионную долю тока, эти ионы будут оставаться на катоде и при этом будет выделяться энергия конденсации, ранее унесенная из катода этими испарившимися атомами в виде энергии испарения.

Выводы

1. Доказано, что катодная область почти полностью заполнена атомами материала катода, а ионный ток в катодной области практически полностью переносится ионами, образованными из атомов катода.
2. Показано, что коэффициент аккомодации ионов у испаряющихся катодов при их взаимодействии с поверхностью катода равен 1.

4.3. Величина работы выхода электронов при температурах кипения различных металлов

От величины работы выхода электронов из металла (ϕ) и напряженности электрического поля у поверхности электрода или изделия зависит стабильность расположения активного пятна на поверхности электрода или изделия, от которой, в свою очередь, зависит не только ширина сварного шва, но и его глубина и высота, что определяет прочность изделия. Следовательно, знание величины ϕ в условиях сварки имеет важное значение не только с теоретической, но практической точек зрения. Однако в настоящее время величина ϕ для жидких металлов при высоких температурах практически неизвестна даже приблизительно. Поэтому в настоящей работе сделана попытка определить температурную зависимость ϕ для различных металлов и сварочных проволок.

В работах [18, 67] отмечается, что ϕ зависит от величины поверхностного натяжения (σ) металлов, так как обе эти величины определяются особенностями строения ионно-электронного слоя на поверхности металла. В работе [68] теоретически установлена количественная связь между ϕ и σ металлов, определяемая формулой $\sigma = 41,7 \phi^2$. Однако усредненный численный коэффициент в этой формуле, полученный в результате теоретического анализа строения ионно-электронного слоя у поверхности металлов, не учитывает особенностей строения этого слоя для каждого конкретного металла. Поэтому в настоящей работе на основе ранее приведенной формулы предполагается формула $\phi = a \sqrt{\sigma}$, где коэффициент a рассчитывается по известным справочным значениям ϕ и σ для каждого конкретного металла (см. таблицу 7). Величина коэффициента a для каждого металла рассчитывалась по формуле $a = \phi / \sqrt{\sigma}$. Величину σ при высоких температурах можно определить по формуле [14]*:

* Эта формула получена автором в 1977 г.

Таблица 7*

Металл	$T_{кр}, K$	$T_{кр'}, K$	$T_{пл}, K$	$\sigma_{пл'}, Дж/м^2$	$\sigma_{кр'}, Дж/м^2$	$\varphi = a \sqrt{\sigma}, эВ$	$\varphi_{кр} = a \sqrt{\sigma_{кр}}, В$
Mg	3660	1376	923	0,569	0,475	$\varphi = 4,8 \sqrt{\sigma}$	3,31
Al	5620	2621	832	0,914	0,572	$\varphi = 4,4 \sqrt{\sigma}$	3,33
Ti		3442	1938	1,390		$\varphi = 3,4 \sqrt{\sigma}$	
Cr	6500	2840	2176	1,590	1,346	$\varphi = 3,6 \sqrt{\sigma}$	4,18
Fe	7680	3160	1812	1,840	1,417	$\varphi = 3,2 \sqrt{\sigma}$	3,81
Co	7570	3150	1768	1,870	1,425	$\varphi = 3,2 \sqrt{\sigma}$	3,82
Ni		3110	1728	1,810		$\varphi = 3,4 \sqrt{\sigma}$	
Cu	7000	3150	1356	1,351	0,922	$\varphi = 3,8 \sqrt{\sigma}$	3,65
Mn	5500	3292	1517	1,750	0,970	$\varphi = 2,9 \sqrt{\sigma}$	2,86

Величины $T_{кр}$ взяты из работы [23].

Величины $T_{кр'}, T_{пл'}, \sigma_{пл'}$ взяты из работы [22].

* Относительно небольшие отклонения коэффициента a для металлов Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu от среднего их значения ($a_{cp} = 3,4$) вероятно свидетельствуют об однотипности строения их поверхностного ионно-электронного слоя. Аналогичное можно сказать и о Mg и Al.

$$\sigma = \sigma_{\text{пл}} (T_{\text{кр}} - T) / (T_{\text{кр}} - T_{\text{пл}}),$$

где $T_{\text{кр}}$ — критическая температура, К; T — температура жидкого металла, К; $T_{\text{пл}}$ — температура плавления, К; $\sigma_{\text{пл}}$ — коэффициент поверхностного натяжения при температуре плавления, Дж/м².

Поскольку при сварке металл в активном пятне нагрет до температуры кипения ($T_{\text{к}}$), то необходимо знать величину σ при этой температуре ($\sigma_{\text{к}}$), которая рассчитывается по формуле [14] $\sigma_{\text{к}} = \sigma_{\text{пл}} (T_{\text{кр}} - T_{\text{к}}) / (T_{\text{кр}} - T_{\text{пл}})$. Результаты расчетов для металлов, наиболее часто применяемых при сварке, представлены в таблице 7. Точность расчетов величины $\sigma_{\text{к}}$ по этой формуле достаточно высока, см. рис. 67, 68. Вертикальными черточками на графиках обозначены температуры кипения соответствующих металлов. Точками обозначены экспериментальные данные, сплошными линиями — расчетные величины σ по формуле $\sigma = \sigma_{\text{пл}} (T_{\text{кр}} - T) / (T_{\text{кр}} - T_{\text{пл}})$. Из графиков видно, что даже при $T > T_{\text{к}}$ расчетные величины σ достаточно хорошо совпадают с экспериментальными. Поскольку коэффициент a в формуле $\phi = a \sqrt{\sigma}$ рассчитывается для каждого металла конкретно по справочным данным (см. таблицу 7), то его величина достаточно точна для приближенных расчетов величины ϕ , каковыми по сути дела являются практически все теоретические расчеты как в приэлектродных областях, так и в столбе дуги. Поэтому расчетные данные о величине $\phi_{\text{к}}$, приведенные в таблице 7, достаточно точны для приближенных расчетов ϕ чистых металлов.

Поскольку при сварке в ряде случаев используются почти чистые металлы, например, алюминиевая проволока А97 и медная проволока МТ, то для этих марок проволоки $\phi_{\text{к}}$ можно брать непосредственно из таблицы. Поскольку ϕ углерода больше ϕ железа, то это же относится и к проволоке Св-08А.

Для легированных сварочных проволок величины $\phi_{\text{к}}$ можно приближенно рассчитать следующим способом. Возьмем, например, проволоки Св-08ГС и Св-08Г2С, в которых содержатся добавки марганца и кремния. Поскольку кремний по

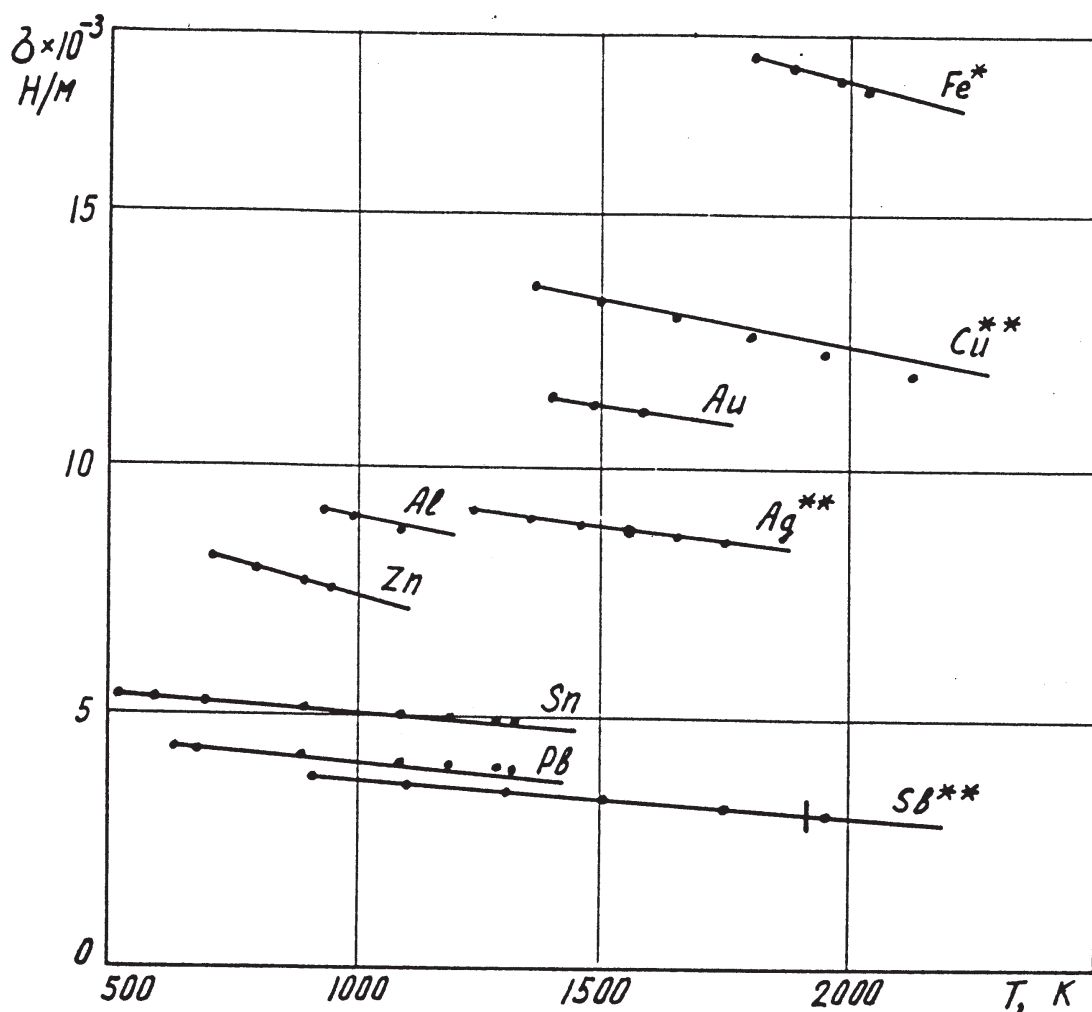


Рис. 67. Зависимость σ от T для тугоплавких металлов:

без отметок — экспериментальные данные взяты из работы [18];

* — экспериментальные данные взяты из работы [17];

** — экспериментальные данные взяты из работы [69]

сути дела является изолятором и его работа выхода больше, чем у железа [22], то он не изменит ϕ_k этих проволок. Добавки же марганца, ϕ которого меньше ϕ железа, должны снизить ϕ проволок этих марок. Поскольку T_k сварочных проволок незначительно отличаются от T_k основного металла, входящего в состав этих проволок [60], то за величину T_k проволок Св-08ГС и Св-08Г2С для расчетов была принята T_k железа. При этой же температуре была рассчитана и величина ϕ для марганца, которая получилась равной $\phi = 2,94$ эВ. Поскольку

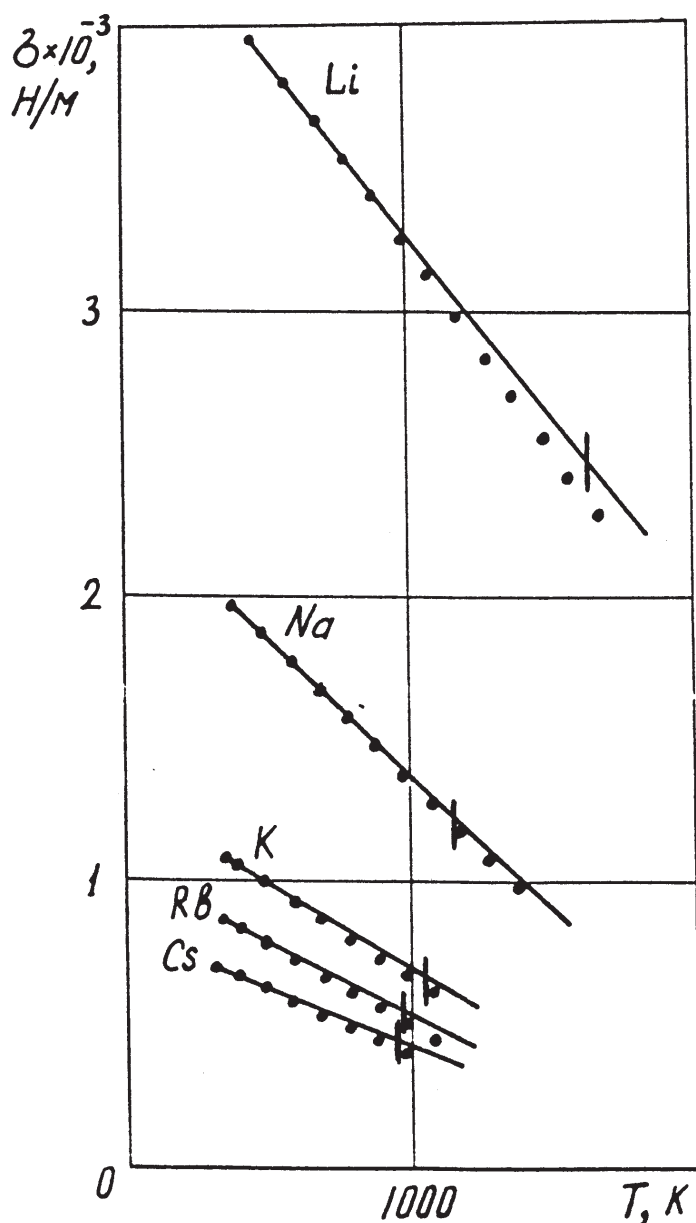


Рис. 68. Зависимость σ от T для легкоплавких металлов.

Экспериментальные данные взяты из работы [50]

у железа $\phi_k = 3,81$ эВ, то ϕ проволок Св-08ГС и Св-08Г2С находится между этими величинами. Причем, поскольку ϕ марганца заметно ниже ϕ железа, то следует считать, что для указанных сварочных проволок ϕ_k находится ближе к ϕ марганца, чем к ϕ_k железа. Аналогичным образом можно оценить и величины ϕ для других сварочных проволок или свариваемых металлов.

Выводы

1. Предложен способ приближенного расчета величины ϕ для сварочных материалов в зависимости от температуры жидких металлов.
2. Рассчитаны величины ϕ_k для большинства металлов, применяемых при сварке.

4.4. Влияние рамзауэровского сечения на параметры катодной области

Процессы, протекающие в катодной области, в зависимости от полярности играют существенную роль при нагреве электрода или изделия. Поэтому изучению процессов в катодной области посвящено много работ, однако, несмотря на это, многие вопросы еще не изучены. Например, не рассматривались вопросы о длине свободного пробега электрона (λ) в катодной области и количество столкновений электрона с атомами (N) при прохождении им катодной области. Поэтому в настоящем разделе и в работе [13] сделана попытка рассмотреть эти вопросы.

Рассмотрим дугу, горящую между двумя вольфрамовыми электродами в аргоне, для которой согласно работе [37] суммарное падение катодного (U_k) и анодного (U_a) напряжений составляет ~ 9 В. Согласно работе [37] $U_a \approx 4$ В и не зависит от материала электрода. Поэтому можно считать, что в рассматриваемом случае $U_k \approx 5$ В.

Зависимость сечения столкновений электронов с атомами аргона (S) в зависимости от энергии электронов (W) (эффект Рамзауэра) приведена в работах [70, 71] и достаточно хорошо описывается формулой

$$S = 24,9 W^2 - 14,9 W + 2,4. \quad (4.9)$$

В первом приближении будем считать, что падение электрического потенциала в катодной области описывается линейной функцией в зависимости от длины катодной области (ℓ_k). Тогда энергия, приобретенная электроном при прохождении им пути между двумя столкновениями, будет равна:

$$W = \frac{\lambda}{\ell_k} U_k. \quad (4.10)$$

Величина λ согласно работе [46] определяется формулой $\lambda = 1/(\pi \sqrt{2} d^2 n)$, где d — диаметр атома, м; n — концентрация атомов в единице объема, $1/\text{м}^3$. Поскольку $S = \pi d^2/4$, то:

$$S = \frac{1}{4\sqrt{2}\lambda n}. \quad (4.11)$$

Подставляя формулы (4.10) и (4.11) в (4.9) и считая, что $\ell_k = \lambda N$, получим:

$$\lambda = \frac{1}{A \left(\frac{622}{N^2} - \frac{74,7}{N} + 2,4 \right)}, \quad (4.12)$$

где A — коэффициент пропорциональности.

Далее будем исходить из принципа минимума энергии системы, согласно которому любая система, состоящая из многих тел, стремится к минимуму энергии в ней*, что в нашем случае, с заданным U_k , достижимо при максимальной величине ℓ_k . При ограниченном количестве столкновений (N) электрона с атомами аргона в катодной области это возможно, согласно вышесказанному, при максимальной величине λ , которая, согласно уравнению (4.12), достигается при $N = 16,5$.

Согласно зависимости S от W , приведенной в работах [70, 71], минимальное сечение столкновений электрона с атомами аргона (сечение Рамзауэра) равно $S_p = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$. Тогда максимальная величина λ , соответствующая S_p , согласно формуле (4.11) определится выражением:

* См. дополнение к разделу 4.4.

$$\lambda_p = \frac{1}{4\sqrt{2}S_p n} . \quad (4.13)$$

Величину n определим по формуле $n = p/(kT)$ [27], где p — давление газа, Н/м², $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град — постоянная Больцмана, T — температура, К. Полагая $p = 10^5$ Н/м², $T = 10^4$ К, получим $n = 7,2 \cdot 10^{23}$ 1/м³. Подставляя значения S_p и n в формулу (4.13), получим, что $\lambda_p = 1,5 \cdot 10^{-5}$ м.

Необходимо отметить, что наличие максимума в уравнении (4.12), полученном из уравнения (4.9), описывающего эффект Рамзауэра, свидетельствует о стабильных величинах ℓ_k и λ в катодной области, так как любое отклонение от величины $\ell_k = 16,5\lambda$ ведет к уменьшению λ , а значит и ℓ_k , и, следовательно, согласно вышесказанному, к увеличению концентрации энергии в катодной области, что невозможно. Это также позволяет сделать вывод о том, что не только величина λ , но и величина ℓ_k определяется эффектом Рамзауэра.

Необходимо отметить, что из сведений, полученных в этом разделе, следует, что формула Маккоуна (см. раздел 4.17 или работу [53]) дает заметно заниженные значения напряженности электрического поля у поверхности катода.

Действительно, при выводе этой формулы [53] считалось, что ионы и электроны в катодной области двигаются без столкновений.

Учет же столкновений ионов и электронов в катодной области показывает, что ионы замедляются в результате столкновений значительно больше, чем электроны, что связано с большей длиной свободного пробега электронов, чем ионов [94].

Это означает, что на ограниченной длине катодной области электроны испытывают значительно меньше столкновений, чем ионы, и меньше замедляются. Это приводит к увеличению количества избыточных ионов в катодной области, а значит, и к заметному увеличению напряженности электрического поля у поверхности катода, так как даже в связи с полученными результатами настоящего раздела заряды

в катодной области и на поверхности катода можно рассматривать как заряды, расположенные на обкладках плоскопараллельного конденсатора.

Выводы

1. Длина свободного пробега электронов и количество столкновений электронов с атомами в катодной области сварочной дуги определяются эффектом Рамзауэра и соответственно равны $\lambda_p = 1,5 \cdot 10^{-5}$ м и 16; 17.
2. Длина катодной области также определяется эффектом Рамзауэра и составляет $\ell_k \approx 2,6 \cdot 10^{-4}$ м.

4.5. Уточнение уравнения баланса энергии на катоде электрической дуги

Уравнение баланса энергии на катоде является одним из основных уравнений для электрических дуг наряду с уравнением баланса энергии на аноде и уравнением Саха, так как эти уравнения описывают все основные процессы, происходящие в столбе дуги, в приэлектродных областях и на поверхности электродов, поэтому уточнение любого из этих уравнений имеет важное значение. Целью настоящего раздела является уточнение уравнения баланса энергии на катоде.

В работе [16] приведена наиболее полная запись этого уравнения, согласно которому ионы отдают катоду энергию, равную:

$$Q_{ik} = I_{ik} \left[g \left(\frac{2kT_i}{e} + U_k \right) + U_i - \Phi_0 \right], \quad (4.14)$$

где I_{ik} — ионный ток в катодной области, равный $I_{ik} = \beta I$, где β — доля ионного тока в катодной области, I — общий ток в катодной области, А; g — коэффициент аккомодации, который, согласно разделу 4.2 равен $g = 1$ для ионов, образованных из металла катода; k — постоянная Больцмана, Дж/град; T_i — сред-

ная температура иона, К; e — заряд электрона, Кл; U_k — катодное падение напряжения, В; ϕ_0 — работа выхода электрона из катода без учета действия внешнего электрического поля, В.

Согласно этому уравнению средняя тепловая энергия, передаваемая одним ионом катоду, равна:

$$g = \frac{2kT_i}{e}. \quad (4.15)$$

Рассмотрим выражение (4.15) более подробно.

Ионы в катодной области образуются из нейтральных атомов в ионизационной части катодной области. При образовании иона из нейтрального атома ион имеет температуру, равную температуре атомов, находящихся в ионизационной области ($T_{и.о.}$). Следовательно, его средняя тепловая (кинетическая) энергия равна $3kT_{и.о.}/2$ [46].

Находясь под действием электрического поля катодной области, ион после своего образования начнет двигаться к поверхности катода с постепенно увеличивающейся скоростью ($V_{ин}$) (см. рис. 69). При этом его кинетическая энергия направленного движения определяется формулой

$$W_{in} = m_i V_{in}^2 / 2,$$

где m_i — масса иона.

Величина этой энергии (величина скорости $V_{ин}$) зависит от длины пути, который он пройдет под действием электрического поля катодной области и при достижении ионом поверхности катода эта энергия направленного движения иона будет максимальной и равна $W_{inmax} = m_i V_{inmax}^2 / 2 = eU_k$.

Согласно общим представлениям при образовании иона из атома, атом может иметь тепловую скорость, направленную в любую сторону, как в сторону катода, так и в сторону столба дуги или же параллельно поверхности катода (см. рис. 69), где все возможные направления тепловой скорости иона ($V_{ит}$) в момент его образования обозначены полем скоростей, ограниченным окружностью с радиусом, равным модулю средней тепловой скорости иона (атома).

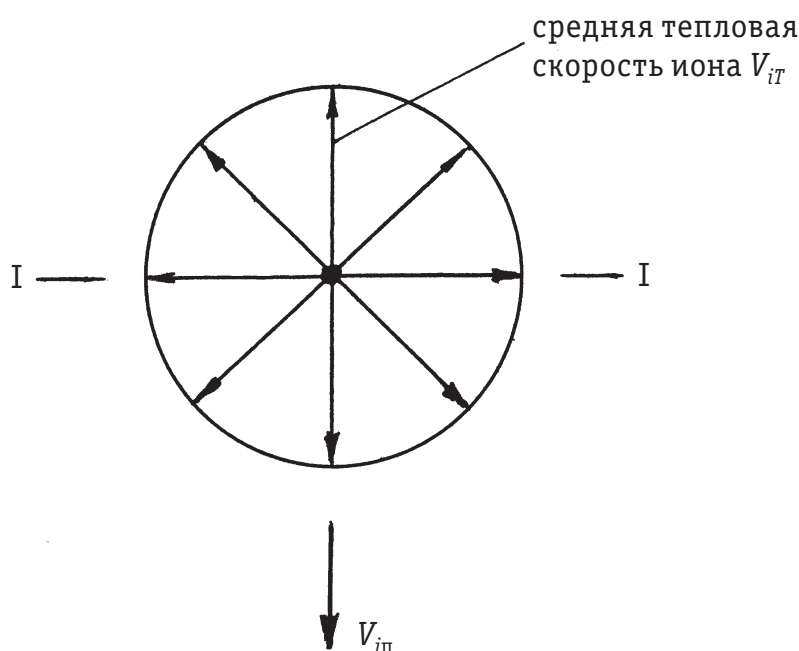


Рис. 69. Поле средних тепловых скоростей иона в момент его образования в ионизационной части катодной области

Будем считать, что плоскость I–I параллельна плоскости катода и делит поле возможных скоростей иона пополам.

Средняя кинетическая энергия иона (W_{iT}), обусловленная тепловыми скоростями (V_{iT}), расположенными ниже секущей плоскости I–I, будет полностью складываться с кинетической энергией $W_{iП}$, обусловленной $V_{iП}$, т.е. общая кинетическая энергия иона (W_i) в этом случае будет равна $W_i = W_{iП} + W_{iT}/2$, где W_{iT} — средняя кинетическая энергия теплового движения иона, равная $W_{iT} = mV_{iT}^2/2$.

Тепловая энергия иона, обусловленная скоростями V_{iT} , расположенными выше плоскости I–I, состоит из кинетической энергии, «направленной горизонтально» (W_r) в связи с горизонтальным направлением проекций тепловых скоростей иона V_{iT} на горизонтальную ось, обуславливающих эту кинетическую энергию, и кинетической энергии, «направленной вертикально» (W_v) в связи с вертикальным расположением проекций тепловых скоростей (V_{iT}) на вертикальную ось, обуславливающих эту кинетическую (тепловую) энергию иона.

W_r идет на увеличение кинетической энергии иона, движущегося в сторону катода (в сторону V_{in} , см. рис. 69) и складывается с общей кинетической энергией иона:

$$W_i = W_{in} + \frac{W_{iT}}{2} + W_r. \quad (4.16)$$

В связи с тем, что проекции тепловых скоростей иона, обуславливающие величину W_b , направлены вертикально вверх, т.е. в сторону, противоположную направлению движения иона под действием электрического поля катодной области V_{in} , то кинетическая (тепловая) энергия иона W_b будет вычитаться из общей кинетической энергии иона W_i , т.е. можно записать:

$$W_i = W_{in} + \frac{W_{iT}}{2} + W_r - W_b. \quad (4.17)$$

Анализируя рис. 69, можно прийти к выводу, что $W_r = W_b = 1/4 W_{iT}$. Тогда уравнение (4.17) преобразуется к виду:

$$W_i = W_{in} + \frac{W_{iT}}{2}. \quad (4.18)$$

Это уравнение в первом приближении достаточно точно описывает вышеприведенные процессы.

Средняя тепловая энергия атома (иона) определяется формулой [46]:

$$W_{iT} = \frac{3}{2} kT. \quad (4.19)$$

Следовательно, с учетом формулы (4.19) и того факта, что у самой поверхности катода в момент столкновения иона с катодом $W_{in} = eU_k$, уравнение (4.18) записывается в виде:

$$W_i = eU_k + \frac{3}{4} kT. \quad (4.20)$$

Учитывая, что температура иона соответствует температуре атомов и ионов в ионизационной части катодной области, т.е. $T = T_{и.о.}$, уравнение (4.20) можно записать в виде:

$$W_i = eU_k + \frac{3}{4} kT_{и.о.} \quad (4.21)$$

Однако в связи с тем, что катод имеет температуру (T_k), отличную от нуля, то не вся энергия W_i пойдет на увеличение температуры катода, а лишь та ее часть, которая будет превосходить среднюю тепловую энергию атомов катода (W_k), т.е. тепловая энергия, которая пойдет на увеличение температуры катода, определяется формулой:

$$Q = W_i - W_k. \quad (4.22)$$

Тепловая энергия атомов в твердом теле при высокой температуре определяется выражением $3kT_{k.T}/2$ [72], где $T_{k.T}$ — температура поверхности твердого катода, К.

Тепловая энергия атомов в жидкости с достаточно высокой точностью определяется аналогичной формулой: $3kT_{k.ж}/2$ [55], где $T_{k.ж}$ — температура поверхности жидкого катода, К.

Поэтому формулу (4.22) с учетом формулы (4.21) можно записать в виде:

$$Q = eU_k + \frac{3}{4}kT_{и.о} - \frac{3}{2}kT_k, \quad (4.23)$$

где T_k — температура поверхности катода, К.

Проанализируем полученное выражение. Из формулы (4.23) следует, что ионы будут подогревать катод за счет своей тепловой энергии только в том случае, если их тепловая энергия больше тепловой энергии атомов поверхности катода, т.е. будет выполняться условие $3kT_{и.о}/4 > 3kT_k/2$. Это условие выполняется, если $T_{и.о} > 2T_k$.

Если же $T_{и.о}$ окажется меньше, чем $2T_k$, то ионы, попадающие на поверхность катода за счет своей тепловой энергии, обусловленной величиной $T_{и.о}$, будут охлаждать поверхность катода.

С учетом вышеприведенного анализа уравнение (4.14) должно быть записано в виде:

$$Q_{ик} = I_{ик} \left[g \left(\frac{3kT_{и.о}}{4e} + U_k \right) - \frac{3kT_k}{2e} + U_i - \Phi_0 \right]. \quad (4.24)$$

4.6. Обмен энергией между электронами эмиссии и поверхностью катода*

В уравнении баланса энергии на катоде математически записаны современные представления о процессах, происходящих на катоде. При этом это уравнение является одним из основных уравнений, применяемых при электродуговой сварке плавлением. Естественно считать, что правильная запись этого уравнения имеет большое значение не только с теоретической, но и с практической точек зрения.

Наиболее полно уравнение баланса энергии на катоде для электродуговой сварки записывается в виде [16]:

$$\beta I \left[g \left(\frac{2kT_i}{e} + U_k \right) + U_i - \phi_0 \right] + W_T + W_{из} = \\ = (1 - \beta) I \phi + W_{кап} + W_{исп} + W'_T + W'_{из},$$

где β — доля ионного тока; I — ток дуги, А; k — постоянная Больцмана, Дж/К; g — коэффициент аккомодации энергии ионов; e — заряд электрона, Кл; T_i — средняя температура ионов, К; U_k — катодное падение напряжения, В; U_i — потенциал ионизации атомов катодной области, В; ϕ_0 — работа выхода электрона из катода, В; ϕ — работа выхода электрона из катода в присутствии электрического поля, В; W_T — энергия, передаваемая катоду от дуги путем теплопроводности, Дж/с; $W_{из}$ — энергия, передаваемая катоду от дуги излучением, Дж/с; $W_{кап}$ — энергия отрывающихся капель, полученная ими от дуги, Дж/с; $W_{исп}$ — энергия, идущая на испарение материала катода, Дж/с; W'_T — энергия, расходуемая катодом путем теплопроводности, Дж/с; $W'_{из}$ — энергия, расходуемая катодом на излучение, Дж/с.

* Этот материал автор настоящего издания отослал в редакцию журнала «Сварочное производство» в 1998–1999 гг.

Аналогичная запись приведена и в других работах [25, 59] и др.

В левой части уравнения находятся слагаемые, за счет которых катод получает энергию, а в правой те, за счет которых катод теряет энергию. При этом наличие слагаемого $(I - \beta)I\phi$ в правой части уравнения объясняется тем, что катод в результате выхода из его поверхности каждого электрона теряет энергию, равную $e\phi$, которую уносит с собой электрон. Вместе с тем, считается также, что работа выхода есть работа, которую совершает электрон при удалении из металла [55]. Величина этой работы также равна $e\phi$, т.е. эту энергию электрон теряет после выхода из металла.

Таким образом, получается, что катод при выходе из него одного электрона теряет энергию $e\phi$ и электрон, унесший эту энергию, также теряет энергию $e\phi$. Следовательно, правомерно задать вопрос, куда же девается эта энергия, так как в существующей записи уравнение баланса энергии на катоде противоречит закону сохранения энергии*. Поэтому целью настоящей работы является устранение этого противоречия.

Рассмотрим вначале современное понятие работы выхода. В работе [55] написано — «работа выхода истолковывается как работа, совершаемая электроном при вылете его из металла, во-первых, против сил притяжения со стороны положительных зарядов, индуцируемых электроном на поверхности металла, и, во-вторых, против сил электрического поля двойного электрического слоя». Этот слой возникает у поверхности металла благодаря тому, что в процессе теплового движения электроны проводимости могут пересекать поверхность металла, образуя около нее «электронное облако». При этом электрон, вылетевший из металла, совершая работу против

* Об этом противоречии автору рассказал к.т.н. Варуха Е.Н. в 1986 г. В связи с тем, что к.т.н. Варуха Е.Н. за прошедший достаточно длительный период не публиковал работы на эту тему и в связи с большой важностью этого явления автор решил опубликовать свое представление по этому вопросу в настоящем издании.

указанных сил, теряет свою первоначальную кинетическую энергию и возвращается на катод. Если бы электрон при движении в двойном слое не терял кинетическую энергию, то этот электрон, равно как и любой другой электрон, вылетевший из металла, мог бы удалиться от него на бесконечно большое расстояние, что привело бы к самопроизвольному заряджению металла остающимися в нем положительными зарядами, чего на практике не происходит. Следовательно, утверждение о том, что электрон, вылетевший из металла, теряет свою кинетическую энергию, верно.

Рассмотрим теперь второе утверждение о том, что при удалении электрона из катода, катод теряет энергию, равную энергии работы выхода, т.е. $e\phi$. В работе [55] двойной электрический слой у поверхности металла уподобляется «весьма тонкому заряженному конденсатору». Такая модель двойного слоя позволяет значительно упростить изучение процессов, происходящих в этом слое при движении в нем отдельно выбранного электрона. Представим, что обкладки этого конденсатора заполнены неким «электрическим газом», электрически заряженные частицы которого находятся в непрерывном хаотическом движении, причем одна обкладка, заменяющая «электрическое облако» над поверхностью металла, заполнена отрицательно заряженными частицами, а другая, заменяющая поверхностный слой металла, заполнена положительно заряженными частицами с небольшим количеством отрицательно заряженных частиц (см. рис. 70). Если поместить пробный электрический заряд между этими обкладками и перемещать его в любом направлении, то в результате кулоновского взаимодействия пробного заряда с близлежащими зарядами в обкладках конденсатора, последние придут в движение, т.е. им будет передаваться кинетическая энергия движущегося пробного заряда, которая будет переходить в кинетическую энергию хаотически движущихся зарядов в обкладках. В результате этих перемещений пробного заряда «электрический газ» в обкладках конденсатора

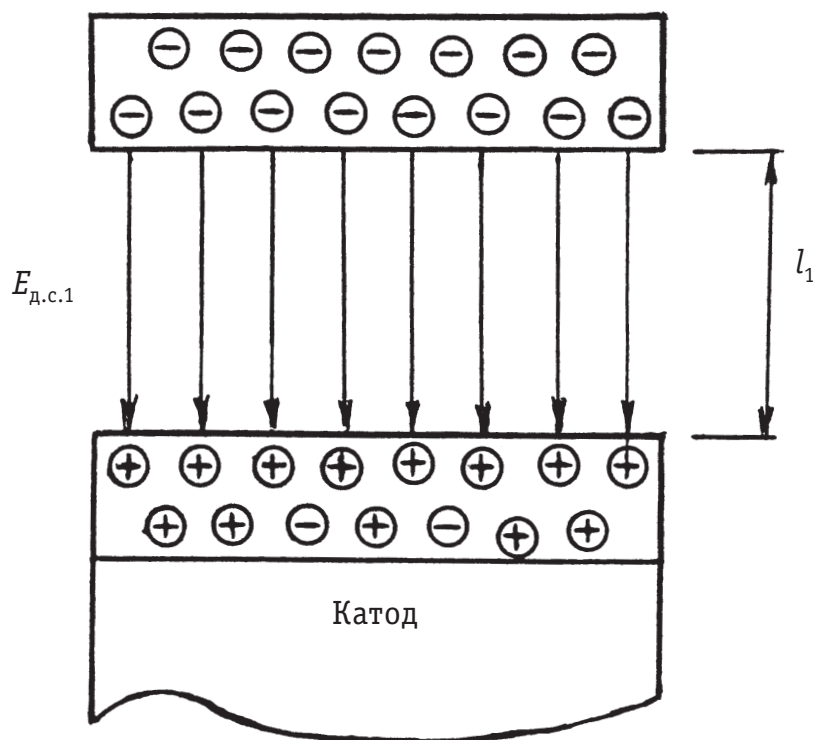


Рис. 70. Условные обкладки «конденсатора», изображающие двойной электрический слой у поверхности металла. Направление силовых линий электрических полей на рис. 70 и 71 для удобства восприятия совпадает с направлением их силового действия на электрон

должен нагреться и кинетическая энергия пробного заряда в результате его вынужденных перемещений между обкладками перейдет в тепловую энергию зарядов «электрического газа» в обкладках конденсатора.

В реальном случае обкладка с положительными и отрицательными зарядами является поверхностью катода и полученная ею тепловая энергия путем теплопроводности полностью передается катоду. При этом в реальном случае эта обкладка заполнена либо хаотически движущимися ионами и электронами жидкого металла, либо ионами, совершающими хаотические колебания в кристаллической решетке, между которыми находятся электроны проводимости в случае неплавящегося катода. Однако и в том и в другом случаях ионы и

электроны катода также будут получать кинетическую энергию от пробного заряда, частично сдвигаясь от своего «обычного» положения при приближении или удалении пробного заряда, что также приведет к повышению температуры катода в результате передачи кинетической энергии от движущегося пробного заряда к ионам и электронам катода. Энергия же отрицательно заряженных частиц другой обкладки также передастся катоду, так как в реальном случае электроны «облака», которые иммитирует эта обкладка, возвращаются на катод и передают ему свою кинетическую энергию.

Аналогичные рассуждения можно провести для любого электрона, вышедшего из поверхности металла и находящегося внутри двойного слоя, независимо от того вернется он на катод или нет.

При отсутствии внешнего электрического поля расстояние между обкладками и напряженность электрического поля между ними таковы, что все электроны, вылетевшие из поверхности катода, возвращаются обратно на катод. Известно, что внешнее электрическое поле снижает высоту энергетического барьера двойного слоя на величину $e^{3/2} E_{BH}^{1/2}$, где e — заряд электрона, Кл; E_{BH} — напряженность внешнего электрического поля, В/м [59]. В рассматриваемом случае это можно представить, например, как уменьшение расстояния между обкладками конденсатора при одной и той же напряженности электрического поля между ними, рис. 71. Тогда некоторые электроны, обладая достаточно большой кинетической энергией, смогут пройти сквозь конденсатор и попасть в область действия внешнего поля (см. рис. 71), а, значит, смогут удалиться от катода. Согласно ранее сказанному, преодолевая расстояние между обкладками конденсатора, эти электроны передали часть своей кинетической энергии обкладкам конденсатора, которая, как отмечалось ранее, так или иначе, перейдет в тепловую энергию катода. Величину же энергии, уносимой электронами из катода, можно определить путем следующих рассуждений. Без внешнего электрического поля

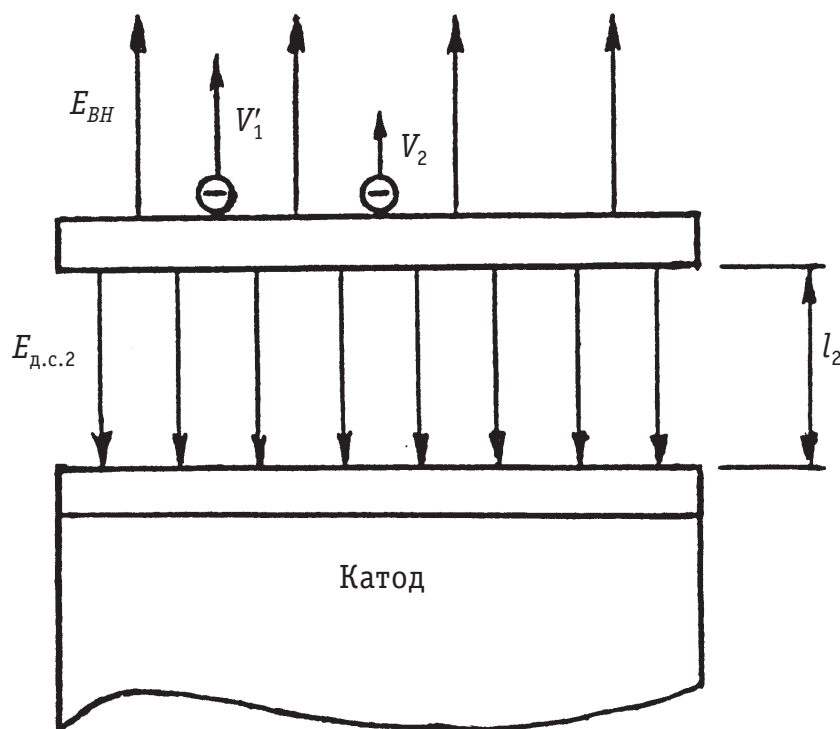


Рис. 71. Двойной электрический слой у поверхности катода при наличии внешнего электрического поля напряженностью $E_{ВН}$. V_1 и V_2 — скорости электронов после прохождения двойного слоя

верхний энергетический барьер двойного слоя был равен $e\phi$, а при наличии внешнего поля $e\phi - e^{3/2}E_{ВН}^{1/2}$. Из чего следует, что покинуть катод смогут электроны, энергия которых (W_e) находится в пределах $e\phi \geq W_e \geq e\phi - e^{3/2}E_{ВН}^{1/2}$ (см. рис. 72). Каждый отдельный электрон обладает при выходе из катода вполне определенной кинетической энергией, величина которой отлична от кинетической энергии любого другого электрона. Поэтому нельзя утверждать, что все электроны при выходе из поверхности катода обладают энергией $e\phi$ и уносят с собой энергию, равную $W_e = e^{3/2}E_{ВН}^{1/2}$. Определить среднюю величину энергии, уносимой электронами из катода, можно следующим способом. Согласно работе [59] эммитированные электроны имеют максвелловское распределение энергий. Поскольку от катода удаляются электроны, имеющие наибольшую кинетическую энергию, то они находятся в правой край-

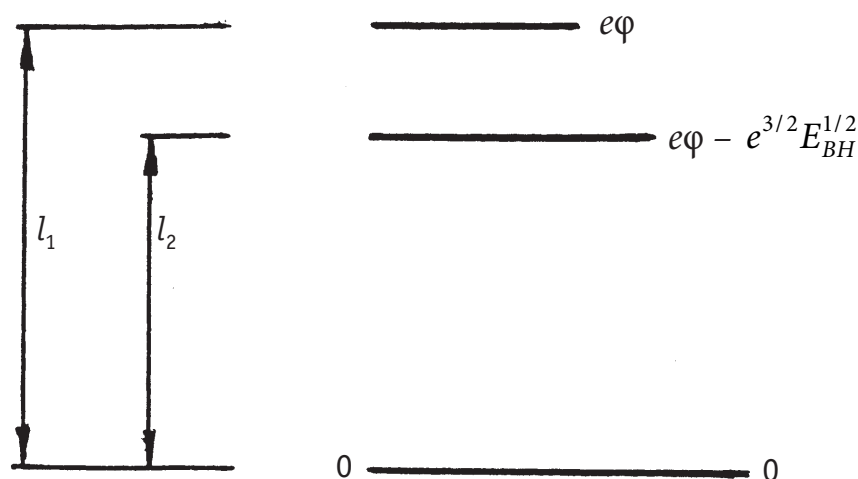


Рис. 72. Верхние энергетические уровни у поверхности металла без внешнего электрического поля $e\phi$ — и при наличии внешнего электрического поля E_{BH} : $e\phi - e^{3/2}E_{BH}^{1/2}$ (уменьшение работы выхода под действием внешнего электрического поля E_{BH})

ней части кривой Максвелла, которую с достаточной точностью в этой ее части можно заменить наклонной прямой [55], которая в свою очередь при пересечении с осями координат образует треугольник (см. рис. 73а). При этом можно считать, что энергия электронов в этой системе координат изменяется от 0 до $e^{3/2}E_{BH}^{1/2}$, если начало координат расположить на верхней границе потенциального барьера двойного слоя в присутствии внешнего электрического поля (рис. 72), суммарная энергия ($\Sigma W_e = W_e \cdot N$) всех электронов с энергией W_{e1} определится формулой $\Sigma W_{e1} = W_{e1} \cdot N_1$, а для электронов с энергией W_{e2} суммарная энергия будет равна $\Sigma W_{e2} = W_{e2} \cdot N_2$ (см. рис. 73а). Если в осях W_e — $W_e \cdot N$ построить график суммарных энергий для каждого значения W_e , то получится кривая с осью симметрии, проходящей через точку на оси W_e с энергией, равной $W_e = e^{3/2}E_{BH}^{1/2} / 2$ (см. рис. 73б), что и будет величиной средней энергии, уносимой электронами, ушедшими от катода, и именно на эту энергию убывает энергия катода при удалении от него одного электрона.

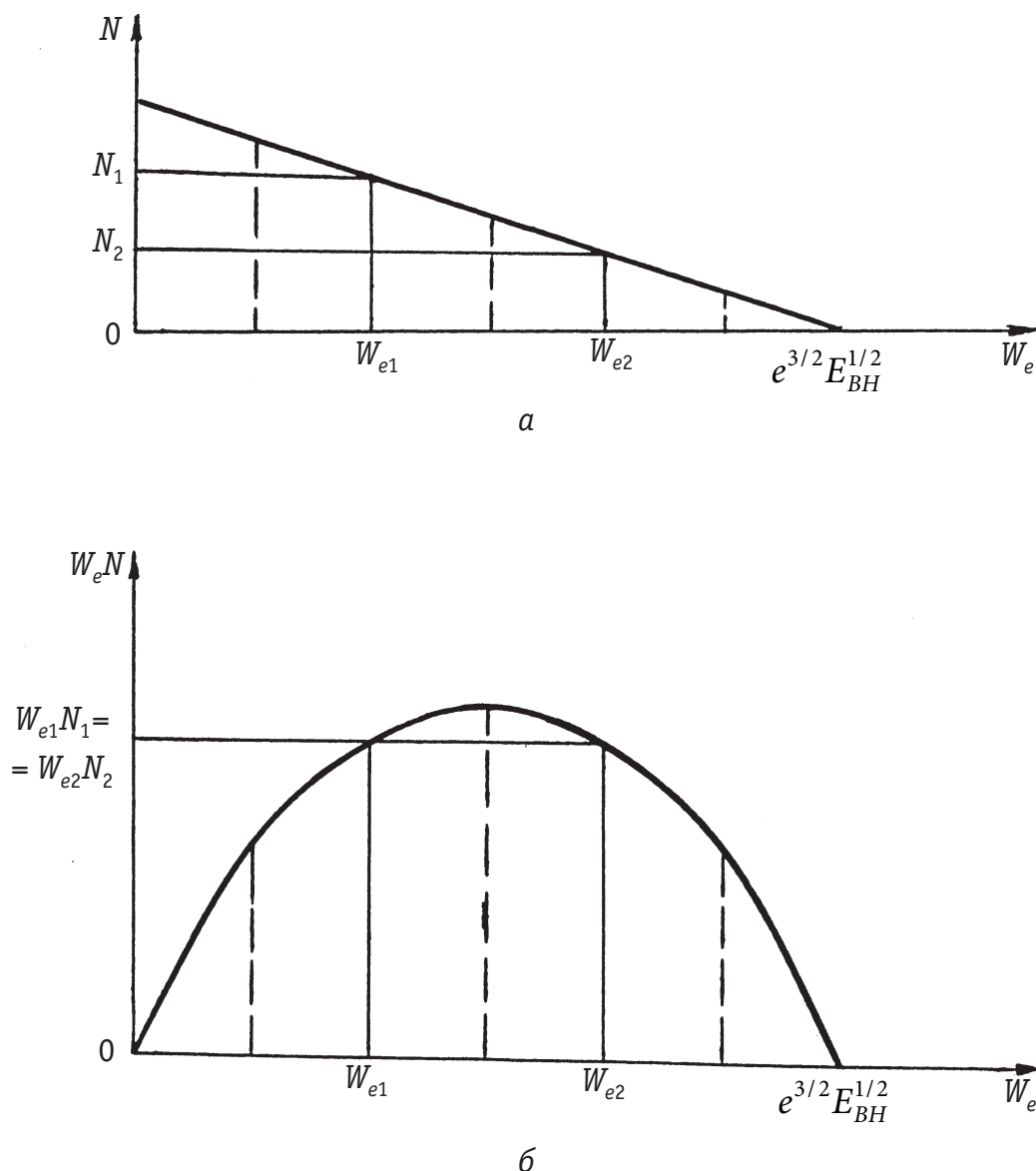


Рис. 73. Схема расчета величины средней энергии, уносимой электронами из катода

Вывод о том, что электроны уносят с собой лишь часть энергии $e\phi$ можно подтвердить также следующими рассуждениями. Пусть при выходе электрона из поверхности катода его кинетическая энергия равна $W'_{ek1} = m_e (V'_1)^2 / 2$, где m_e — масса электрона, кг; V_1 — скорость электрона при выходе из поверхности катода, м/с, а при выходе из двойного слоя его кинетическая энергия будет $W_{ek1} = m_e (V_1)^2 / 2$ (см. рис. 71). По-

сколько электрон при прохождении двойного слоя совершил работу против ранее указанных сил двойного слоя, то $V_1 \ll V_1'$ и $W_{ек1} \ll W_{ек1}'$. Кинетическая энергия, которую уносит с собой электрон, равна $W_{ек1}$, а кинетическая энергия, затраченная электроном на совершение работы против сил двойного слоя равна $W_{ек1}' - W_{ек1}$. Эта энергия не остается в двойном слое, так как в противном случае энергия двойного слоя лавинообразно увеличивалась бы при прохождении через него электронов, т.е. сварочного тока, что так или иначе привело бы к лавинообразному изменению свойств катода при прохождении через него тока, чего на практике не наблюдается. Следовательно, энергия, затрачиваемая электронами на преодоление сил двойного слоя, передается катоду, так как других тел, расположенных на расстоянии порядка толщины двойного слоя от катода, нет (толщина двойного слоя согласно работе [55] составляет $\sim 10^{-10}$ м), если разряд происходит в вакууме. Поскольку процесс совершения электроном работы против сил двойного слоя не зависит от того, происходит разряд в вакууме или в газообразной среде, то аналогичное заключение можно сделать и при сварке в среде защитных газов.

Чтобы определить, какое количество энергии уносят из катода все электроны, переносящие электронный ток в катодной области, проведем следующие рассуждения.

Один электрон уносит с собой энергию из катода, равную $e^{3/2} E_{BH}^{1/2} / 2$. Пусть за одну секунду из катода выходит N_e электронов. Тогда, энергия, уносимая ими, будет равна

$$e^{3/2} E_{BH}^{1/2} N_e / 2.$$

Определим величину N_e . Величина электронного тока определяется формулой $I_e = eN_e$. Вместе с тем, величина I_e также определяется выражением $I_e = (1 - \beta)I$. Откуда следует, что $eN_e = (1 - \beta)I$. Следовательно, $N_e = (1 - \beta)I/e$. Поэтому общая энергия, уносимая электронами из катода при протекании через него тока I , будет равна $(1 - \beta)e^{1/2} E_{BH}^{1/2} I / 2$.

Вывод

1. Энергия, уносимая электронами эмиссии из катода при прохождении через него тока, равна $(1 - \beta)e^{1/2}E_{BH}^{1/2}I/2$.
2. В уравнении баланса энергии на катоде вместо выражения $(1 - \beta)I\phi$ должно стоять выражение $(1 - \beta)e^{1/2}E_{BH}^{1/2}I/2$.

4.7. Баланс энергии на катоде сварочных дуг

В настоящее время уравнение баланса энергии на катоде наиболее полно записывается в виде [16]:

$$\begin{aligned} \beta I \left[g \left(\frac{2kT_i}{e} + U_k \right) + U_i - \phi_0 \right] + W_T + W_{из} = \\ = (1 - \beta)I\phi + W_{кап} + W_{исп} + W'_T + W'_{из}, \end{aligned}$$

где β — доля ионного тока; I — ток дуги, А; k — постоянная Больцмана, Дж/К; g — коэффициент аккомодации энергии ионов; e — заряд электрона, Кл; T_i — средняя температура ионов, К; U_k — катодное падение напряжения, В; U_i — потенциал ионизации атомов катодной области, В; ϕ_0 — работа выхода электрона из катода, В; ϕ — работа выхода электрона из катода в присутствии электрического поля, В; W_T — энергия, передаваемая катоду от дуги путем теплопроводности, Дж/с; $W_{из}$ — энергия, передаваемая катоду от дуги излучением, Дж/с; $W_{кап}$ — энергия от отрывающихся капель, полученная ими от дуги, Дж/с; $W_{исп}$ — энергия, идущая на испарение материала катода, Дж/с; W'_T — энергия, расходуемая катодом путем теплопроводности, Дж/с; $W'_{из}$ — энергия, расходуемая катодом на излучение, Дж/с.

Аналогичная запись приведена и в других работах [25, 59 и др.].

При этом наличие слагаемого ϕ_0 со знаком «минус» в левой части уравнения подразумевает, что катод теряет энергию $\beta I \phi_0$.

Вместе с тем, в работе [64] считается, что для случая ионов, переносящих ионную долю тока в катодной области, того же сорта, что и атомы катода, слагаемого ϕ_0 в левой части уравнения не должно быть. Такая запись означает, что энергия $\beta I \phi_0$ из катода не уносится. Поскольку для металлов, обычно применяемых при сварке, $\phi_0 > U_i/2$ [22], то наличие или отсутствие слагаемого ϕ в левой части уравнения не только значительно изменяет представление о процессах, происходящих на катоде, но и вносит существенную поправку в количественные расчеты по этому уравнению. Ни одна из этих точек зрения на процессы, происходящие на катоде, не подвергалась критике, однако ясно, что одна из них неверна. Поэтому цель настоящей работы — определить, какая же из этих записей баланса энергии на катоде верна.

Вначале рассмотрим, чем можно объяснить наличие слагаемого ϕ_0 в левой части уравнения. Во-первых, наличие слагаемого ϕ_0 в этой части уравнения можно объяснить тем, что ионы, попавшие на катод, не отдают ему всю энергию ионизации, равную eU_i , а лишь ее часть, равную $eU_i - e\phi_0$. Во-вторых, тем, что каждый ион, подлетая к поверхности катода, захватывает по одному электрону, вылетевшему из катода, и унесшим, как это считается в настоящее время, с собой из катода энергию, равную работе выхода, т.е. $e\phi_0$. При этом получается, что ион, нейтрализуясь у поверхности катода путем захвата вылетевшего из катода электрона, отдает катоду энергию ионизации eU_i , и, присваивая электрон, вылетевший из катода, как бы отбирает энергию работы выхода, т.е. $e\phi_0$, унесенную из него этим электроном. В-третьих, ион, имеющий положительный заряд, равный заряду электрона, входя в двойной электрический слой у поверхности катода, напряженность электрического поля которого направлена противоположно напряженности электрического поля катодной области, совершает работу против электрических сил двойного слоя. Поскольку

разность потенциалов на границах этого слоя равна ϕ_0 , то величина этой работы будет равна $e\phi_0^*$ и именно на эту величину уменьшится кинетическая энергия иона eU_k , приобретенная им при движении в катодной области.

Вначале рассмотрим правомерность первого допущения о том, что ион передает не всю энергию ионизации, eU_i , а лишь ее часть, равную $eU_i - e\phi_0$. Для чего рассмотрим, какова избыточная энергия иона, покоящегося относительно катода по отношению к любому атому того же сорта, находящемуся в катоде, и из множества которых состоит сам электрод.

Известно, что при испарении атома он уносит с собой энергию, равную энергии конденсации ($W_{\text{кон}}$) и для того, чтобы стать таким же атомом, как и другие атомы, находящиеся внутри катода, этот атом должен отдать катоду эту энергию при возвращении на катод. Следовательно, энергия отдельного атома вне катода и покоящегося относительно катода больше энергии любого атома того же сорта внутри катода на величину $W_{\text{кон}}$. При этом безразлично испарился ли этот атом с поверхности катода или появился «со стороны». При ионизации этого атома его энергия увеличивается еще на eU_i и его общая избыточная энергия по отношению к любому атому катода будет равна $eU_i + W_{\text{кон}}$. Если допустить правомерность рассматриваемого допущения, то каждый ион, попадая на катод, отдает ему не всю избыточную энергию $eU_i + W_{\text{кон}}$, а лишь ее часть, равную $eU_i + W_{\text{кон}} - e\phi_0$, и эта энергия, равная $e\phi_0$, остается у него неограниченно долго. Из чего следует, что при протекании сварочного тока на катоде со временем накапливались бы такие атомы, отличающиеся от остальных атомов катода, что должно было бы в свою очередь привести к изменению свойств катода по мере горения дуги. Однако на прак-

* Или $e\phi_0 - e^{3/2}E_{\text{вн}}^{1/2}$, где $E_{\text{вн}}$ — напряженность внешнего по отношению к двойному слою электрического поля, В/м, в связи с понижением верхнего энергетического барьера двойного слоя под действием электрического поля катодной области (учет этого явления не отражается на выводе, сделанном далее при анализе этого допущения).

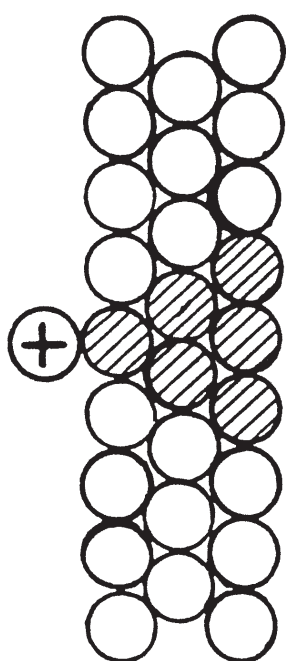
тике такого не наблюдается, из чего следует, что это допущение неверно.

Теперь рассмотрим другое допущение о том, что каждый ион на пути к катоду захватывает один электрон, вышедший из катода. Согласно оценочным расчетам автора вероятность соударения электрона с ионом при их движении в зоне катодного падения потенциала, в бесстолкновительной части катодной области, длина которой равна длине свободного пробега иона*, значительно меньше 1 %. Это соответствует обычным представлениям об этой части катодной области, в которой, считается, что ионы, движущиеся к катоду, и электроны, движущиеся от катода, не сталкиваются между собой [53]. На основании чего и получено фундаментальное уравнение для катодной области — формула Маккоуна, определяющая величину напряженности электрического поля катодной области у поверхности катода [53]. Поэтому с достаточно высокой точностью можно считать, что ионы не сталкиваются с электронами при движении к катоду. Однако при прохождении ионом двойного электрического слоя у поверхности катода, толщина которого составляет $\ell_{d.c} \approx 10^{-10}$ м [55], вероятность захвата ионом электрона из «облака» у поверхности катода может быть значительной. Поэтому рассмотрим это более подробно. Время, за которое ион пройдет двойной слой, определяется формулой $t = \ell_{d.c} / V_i$, где $V_i = \sqrt{2eU_k / m_i}$ — скорость иона у поверхности катода, м/с; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона; m_i — масса иона, для иона железа равная $9,5 \cdot 10^{-26}$ кг и составит $t \approx 1,4 \cdot 10^{-14}$ с, что во много раз меньше времени между захватом ионом электрона и испусканием энергии ионизации, которое согласно работе [56] равно $\sim 10^{-8}$ с. Следовательно, энергия ионизации выделится после соударения иона с поверхностью катода. Теперь

* Длина свободного пробега электрона примерно в 5,6 раза больше длины свободного пробега иона или атома [94], поэтому длина бесстолкновительной части катодной области определяется длиной свободного пробега ионов. Необходимо отметить, что деление катодной области на бесстолкновительную и ионизационную части условно, см. раздел 6.4.

определим, останется ли ион на поверхности катода или, обладая значительной кинетической энергией, проникнет во внутрь катода. Для чего рассмотрим, какой толщины пластину из твердого металла способен пробить ион. Допустим, что для того, чтобы пройти сквозь пластину, ион должен выбить из нее атомы, т.е. сообщить им кинетическую энергию, равную энергии связи атомов в кристаллической решетке.

Будем считать, что атомы в пластине расположены так, как показано на рис. 74. Рассуждения проведем относительно пластины, выполненной из железа. Энергия связи атомов железа в кристаллической решетке при 273° К составляет $405,5 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/кг-моль}$ [22], что на один атом равно $6,8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. Поскольку $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ [74], то энергии иона, прошедшего катодную область с $U_{\text{к}} \approx 15 \text{ В}$ [37], и равной $\sim 15 \text{ эВ}$, хватит на выбивание примерно четырех атомов железа, т.е. по условиям задачи на прохождение сквозь пластину толщиной в два атомных слоя*. На самом деле температура катода $\sim 3 \cdot 10^3 \text{ К}$ и он находится в жидком состоянии, т.е. энергия связи между атомами значительно меньше, и ион на самом деле может проник-



нуть на большую глубину. Время проникновения иона в катод при $V_i = \sqrt{2eU_{\text{к}} / m_i} = 7,1 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ и диаметре атома железа $\sim 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ [22] по порядку величины составляет $\sim 10^{-13} \text{ с}$, что значительно меньше времени между захватом ионом электрона и испусканием им избыточной энергии. Следовательно, выделение энергии ионизации всегда происходит внутри катода.

Рис. 74. Схема расположения атомов в пластине. Заштрихованными кружками отмечены атомы, подлежащие вырыву из пластины для прохождения сквозь нее иона

* Аналогичная величина получается при анализе и аппроксимации данных работ [75, 76].

Теперь рассмотрим полностью ли она передается катоду или лишь частично.

Согласно вышесказанному ион проникает вглубь катода на глубину порядка нескольких атомных слоев. После чего из него, при его нейтрализации, выделяется квант энергии, близкий к ультрафиолетовому излучению*. В результате чего возникает вопрос о том, сможет ли этот квант пройти через несколько атомарных слоев материала катода или нет.

Для ответа на этот вопрос рассмотрим следующий пример.

Фольга из золота толщиной $5...6 \text{ мкм} = (5...6) \cdot 10^{-6} \text{ м}$ частично пропускает сквозь себя лучи солнечного света. Поэтому несколько слоев атомов, толщина которых в десятки тысяч раз меньше толщины этой фольги, не являются сколько-нибудь заметным препятствием для рассматриваемого кванта. И он свободно выйдет за пределы катода в катодную область.

Поскольку направление движения кванта после нейтрализации атома внутри катода равновероятно в любом направлении, то вероятность направленности кванта из катода примерно равна 0,5. Такова же будет и доля энергии, уносимой из катода при нейтрализации иона. Следовательно, слагаемое βIU_i в левой части уравнения должно быть записано в виде $k\beta IU_i$.

При этом реальная величина коэффициента k , вероятно, должна быть несколько меньше 0,5, так как кванты, направленные внутрь катода, могут отражаться от его более глубоких слоев и выходить за пределы катода.

Вместе с тем желательно учитывать, что энергия излучаемого кванта может быть отлична от U_i , так как U_i — это величина энергии, выделяющейся при превращении иона в нейтральный атом.

В рассматриваемом же случае ион, попавший на катод, становится таким же атомом, что и остальные атомы катода.

* Определить длину волны излучаемого кванта с энергией W можно по формуле [55] $W = h\nu = hc/\lambda$, h — постоянная Планка, Дж · сек; ν — частота электромагнитной волны, 1/сек; λ — длина электромагнитной волны, м; c — скорость света, м/сек.

Это следует из того факта, что во время горения дуги свойства катода не изменяются. Если бы ионы, попавшие на катод, отличались бы от атомов катода, то его свойства со временем горения дуги изменялись.

Поскольку атомы металла, находящиеся в куске металла (катода), частично ионизированы и как бы находятся в «облаке» электронов, то величина энергии, выделяющейся при попадании иона на катод, должна отличаться от U_i .

Кроме того, согласно разделу 4.21 часть энергии, приобретенной ионами в катодной области, отдается ими испаренным с поверхности катода атомам и эта энергия вместе с потоком испаренных атомов уносится в столб дуги. Следовательно, в правую часть уравнения баланса энергии необходимо добавить слагаемое $0,5a \beta IU_k$ (см. раздел 4.21).

Теперь рассмотрим, куда девается кинетическая энергия электрона, захваченного ионом при прохождении через электронное «облако». Допустим, что захват электрона произошел в тот момент, когда он уже прошел какую-то часть пути в двойном слое, имея первоначальную кинетическую энергию, равную, например, $e\phi_0$. Согласно разделу 4.6 к моменту захвата электрон уже передал часть своей энергии катоду и электронам «облака». Оставшаяся же у электрона ее часть в момент захвата этого электрона ионом, вместе с захваченным электроном перейдет в образовавшуюся систему «ион-электрон». При этом остаться в этой системе после нейтрализации иона эта энергия не может, что вытекает из следующих рассуждений. Если бы избыточная кинетическая энергия захваченных ионами электронов оставалась в нейтральных атомах после нейтрализации ионов, то внутренняя энергия этих атомов зависела бы от скорости электронов (кинетической энергии электронов), захваченных ионами при нейтрализации, т.е. от того, покоился электрон относительно иона в момент его захвата ионом или двигался относительно него с какой-то определенной скоростью. Из чего следует, что атомы одного сорта, образовавшиеся после нейтрализации ионов, имели бы различные свойства, находясь в одинаковых условиях, чего на практике не наблюдается, так

как известно, атомы одного сорта, находясь в одинаковых условиях, обладают одинаковыми свойствами, например, одинаковым потенциалом ионизации. Следовательно, избыточная кинетическая энергия рассматриваемого электрона должна выделиться из системы «ион-электрон» при превращении этой системы в нейтральный атом. Это превращение происходит внутри катода, поэтому, выделившаяся энергия будет передана катоду. Поскольку ранее отмечалось, что часть первоначальной кинетической энергии электрона $e\phi_0$ была передана катоду при движении электрона в двойном слое, а оставшаяся часть вместе с захваченным электроном перешла в систему «ион-электрон» и, как выяснилось, тоже передается катоду, то вся первоначальная энергия электрона, равная $e\phi_0$, возвращается на катод, т.е. катод не теряет эту энергию.

Рассмотрим теперь правомерность третьего допущения. При движении в двойном электрическом слое у поверхности катода ион теряет часть своей кинетической энергии eU_k , совершая работу против электрических сил двойного слоя. Однако согласно разделу 4.6 эта энергия так или иначе передается катоду, так как вывод, сделанный в разделе 4.6 относительно электрона, движущегося в двойном электрическом слое, справедлив для любого заряженного тела, в том числе и для положительно заряженного иона. Поэтому, независимо от величины энергии, утерянной ионом в двойном слое, катод после попадания на него иона получает всю энергию eU_k . Следовательно, и в этом случае катод не теряет энергию, равную $\beta I\phi_0$. Это означает, что наличие слагаемого $\beta I\phi_0$ в левой части уравнения баланса энергии на катоде неправомерно. Однако поскольку в процессе проведенного анализа установлено, что ион, кроме энергии ионизации и кинетической энергии захваченного электрона, отдает катоду еще и энергию конденсации, то вместо слагаемого ϕ_0 со знаком «минус» в левой части уравнения баланса энергии на катоде должно быть слагаемое $W_{\text{кон}}$ со знаком «плюс». Проводя аналогичные рассуждения для ионов сорта, отличного от атомов катода, можно показать, что сделанный вывод справедлив и в этом случае, только при

этом вместо энергии $W_{\text{кон}}$ необходимо добавлять энергию адсорбции $W_{\text{ад}}$.

Кроме того, необходимо учитывать, что согласно положениям разделов 4.4 и 4.21 ионы, проходящие через катодную область, многократно сталкиваются с испаренными с поверхности катода атомами и электронами, движущимися от катода, и могут нейтрализоваться, не долетая до катода.

Вместе с тем ионы образуются не только на периферии катодной области, но и по всей ее длине. А значит, за время своего движения в катодной области набирают не энергию $eU_{\text{к}}$, а меньшую. Наиболее вероятно, что эта энергия равна $eU_{\text{к}}/2$.

Следовательно, слагаемое в левой части уравнения баланса энергии на катоде

$$\beta I \left[g \left(\frac{2kT_i}{e} + U_{\text{к}} \right) + U_i - \varphi_0 \right]$$

должно быть записано в виде

$$\beta I \left[g \left(\frac{2kT_i}{e} + \frac{U_{\text{к}}}{2} \right) + U_i - \varphi_0 \right].$$

При этом желательно учитывать сведения, приведенные в разделе 4.21, относительно энергии, передаваемой ионами катоду, что еще уменьшает слагаемое $U_{\text{к}}/2$.

Выводы

1. Установлено, что вместо слагаемого $\beta I \varphi_0$ в левой части уравнения баланса энергии на катоде, должно быть слагаемое $\beta I W_{\text{кон.и}}/e$ или $\beta I W_{\text{ад.и}}/e$ со знаком «плюс»^{*}.

* $W_{\text{кон.и}}$ и $W_{\text{ад.и}}$ — энергии конденсации и адсорбции ионов такого же сорта, как и атомы катода или другого сорта, соответственно. При этом необходимо учитывать, что величины $W_{\text{кон.и}}$ и $W_{\text{ад.и}}$ вполне вероятно могут отличаться от величин $W_{\text{кон}}$ и $W_{\text{ад}}$ нейтральных атомов, заполняющих катодную область. Вместе с тем в уравнение баланса энергии на катоде необходимо добавлять в левую часть слагаемые $W_{\text{кон}}$ и $W_{\text{ад}}$ со знаком «плюс», так как нейтральные атомы неизбежно, так же как и ионы, попадают на поверхность катода из катодной области и либо конденсируются на ней, если эти атомы того же сорта, что и атомы катода, либо адсорбируются, если эти атомы отличны от атомов катода.

2. Косвенным результатом проведенного анализа является установление того, что вместо слагаемого βIU_i в левой части уравнения должно быть слагаемое $k\beta IU_i$, где $k \leq 0,5$, а к правой части уравнения должно быть добавлено слагаемое $0,5a\beta IU_k$, или (что равнозначно) это слагаемое должно быть вычтено из левой части уравнения баланса энергии на катоде.
3. Вместо слагаемого в левой части уравнения U_k должно быть слагаемое $U_k/2$.

4.8. Способ расчета концентрации и количества ионов и электронов в катодной области

Изучению процессов в катодной области электрических дуг посвящено много работ. Однако до сих пор неизвестны или недостаточно полно изучены многие явления, происходящие в катодной области, например, неизвестна концентрация ионов (n_i) и электронов (n_e) в катодной области. Поэтому целью настоящей работы является разработка методики, позволяющей оценить концентрацию ионов и электронов в катодной области электрических дуг и проведение сопутствующего расчета n_i и n_e применительно к сварочной дуге с железным катодом.

В работе [42] показано, что $\sigma_Q^2 / (4\epsilon_0) = \epsilon_0 E_n^2$, где σ_Q — поверхностная плотность избыточного заряда электронов, индуцированных избыточным зарядом положительных ионов, находящихся в катодной области, Кл/м²; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м; E_n — напряженность электрического поля у поверхности катода, создаваемая избыточным зарядом ионов, находящихся в катодной области, рассчитываемая по формуле Маккоуна [53], упрощенная запись которого приведена в работе [37], В/м. Откуда находим, что:

$$\sigma_Q = 2\epsilon_0 E_n. \quad (4.25)$$

В работе [37] для условий сварочной дуги с железными электродами рассчитано, что $E_n \approx 4,3 \cdot 10^7$ В/м. Подставляя в формулу (4.25) числовые значения входящих в нее величин, получим, что $\sigma_Q = 7,6 \cdot 10^{-4}$ Кл/м².

Величину заряда Q , индуцированного на поверхности катода, можно определить по формуле $Q = \sigma_Q S_{к.п}$, где $S_{к.п}$ — площадь катодного пятна, м², равная $S_{к.п} = I/j_k$, где I — ток дуги, А; j_k — плотность тока в катодном пятне, А/м². Поэтому можно записать, что:

$$Q = \sigma_Q \frac{I}{j_k}. \quad (4.26)$$

Согласно работе [37] для сварочных дуг на железном катоде $j_k \approx 2 \cdot 10^7$ А/м², поэтому при $I = 300$ А, получим $Q \approx 11,4 \cdot 10^{-9}$ Кл.

Количество избыточных ионов, находящихся в бесстолкновительной части катодной области определим исходя из того, что общий заряд этих ионов должен быть по величине равен заряду индуцированных на поверхности катода электронов, т.е. Q^* . Следовательно, количество избыточных ионов равно:

$$N_i = \frac{Q}{e}, \quad (4.27)$$

где e — заряд электрона, Кл.

Подставляя численные значения величин, входящих в формулу (4.27), получим, что $N_i \approx 7,14 \cdot 10^{10}$.

Объем бесстолкновительной части катодной области равен $W = S_{к.п} \cdot \ell_{б.к}$, где $\ell_{б.к}$ — длина бесстолкновительной части катодной области, м. Подставляя числовые значения величин, входящих в эту формулу при $I = 300$ А и $\ell_{б.к} = 1,5 \cdot 10^{-7}$ м [37], получим $W = 2,25 \cdot 10^{-12}$ м³. Среднюю величину n_i определим по формуле:

$$n_{i\text{ ср}} = \frac{N_i}{W}. \quad (4.28)$$

* При этом допускается, что все избыточные ионы сосредоточены в бесстолкновительной части катодной области, что весьма условно, см. раздел 6.4.

Подставляя ранее найденные значения N_i и W , получим $n_{i\text{cp}} = 3,17 \cdot 10^{22} \text{ 1/м}^3$. Поскольку n_i по длине $\ell_{\text{б.к}}$ распределена неравномерно, что связано с ускоренным движением ионов под действием электрического поля, то по формуле (4.28) можно определить только среднюю величину n_i , которая соответствует средней скорости движения ионов. В первом приближении будем считать, что сила, действующая на ион по всей длине $\ell_{\text{б.к}}$ постоянна, что приводит к постоянству величины ускорения иона и линейной зависимости его скорости на участке бесстолкновительной части катодной области от расстояния до поверхности катода. Это позволяет вычислить среднюю скорость по формуле:

$$V_{i\text{cp}} = \frac{1}{2}(V_{i\text{max}} - V_{i\text{min}}) + V_{i\text{min}}, \quad (4.29)$$

где $V_{i\text{min}}$ — минимальная скорость иона, равная его скорости в начале движения на участке $\ell_{\text{б.к}}$, следовательно, $V_{i\text{min}} = V_{\text{т}}$, где $V_{\text{т}}$ — тепловая скорость иона в ионизационной части катодной области, м/с; $V_{i\text{max}}$ — максимальная скорость движения иона у поверхности катода в конечной части $\ell_{\text{б.к}}$, м/с. При этом:

$$V_{i\text{max}} = V_{i\text{min}} + \sqrt{\frac{2eU_{\text{к}}}{m_i}}, \quad (4.30)$$

где $U_{\text{к}}$ — катодное падение напряжения, В; m_i — масса иона, для иона железа равная $m_{i\text{Fe}} = 9,26 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$.

Величину $V_{\text{т}}$ определим из равенства кинетической энергии иона его тепловой энергии $m_i V_{\text{т}}^2 / 2 = 3kT_{\text{и}} / 2$ [46], где k — постоянная Больцмана, Дж/К; $T_{\text{и}}$ — температура паров железа в ионизационной части катодной области, К. Откуда:

$$V_{\text{т}} = \sqrt{\frac{3kT_{\text{и}}}{m_i}}. \quad (4.31)$$

Согласно работе [37] $T_{\text{и}}$ больше температуры в столбе дуги ($T_{\text{д}}$), которая при сварке стальным электродом в CO_2 составляет $T_{\text{д}} = 7 \cdot 10^3 \text{ К}$ [49], поэтому будем считать, что $T_{\text{и}} \approx 10^4 \text{ К}$. Тогда, подставляя численные значения величин, входящих

в формулу (4.31), получим $V_T = V_{i \min} = 2,0 \cdot 10^3$ м/с. Согласно формуле (4.30) $V_{i \max}$ в этом случае при $U_K = 14$ В [37] для сварочной дуги, горящей между железными электродами, будет равна $V_{i \max} = 8,96 \cdot 10^3$ м/с. Подставляя численные значения величин, входящих в формулу (4.29), получим $V_{icp} = 5,48 \cdot 10^3$ м/с.

Величины максимальной концентрации ионов ($n_{i \max}$) в начале бесстолкновительной части катодной области на границе ее перехода в ионизационную часть катодной области определится формулой:

$$n_{i \max} = n_{i \text{cp}} \frac{V_{icp}}{V_{i \min}}. \quad (4.32)$$

А величина минимальной ионизации ионов ($n_{i \min}$) у поверхности катода будет равна:

$$n_{i \min} = n_{i \text{cp}} \frac{V_{icp}}{V_{i \max}}. \quad (4.33)$$

Подставляя численные значения величин, входящих в формулы (4.32) и (4.33), получим, что $n_{i \max} = 8,7 \cdot 10^{22}$ 1/м³, $n_{i \min} = 1,9 \cdot 10^{22}$ 1/м³. Следовательно, концентрация избыточных ионов в бесстолкновительной части катодной области по ее длине изменяется примерно в 4,6 раза.

Чтобы установить, влияют ли ионы, заряд которых компенсируется электронами в этой части катодной области, на величину концентрации всех ионов, находящихся в бесстолкновительной части катодной области, определим долю ионов, заряд которых компенсируется равным по величине зарядом электронов, обеспечивающих прохождение электронного тока в катодной области. Поскольку заряд электронов (Q_{ek}) и компенсируемый ими заряд ионов (Q_{ik}) одинаковые по величине, то вначале проведем следующие рассуждения.

Отношение $I_i/V_{i \text{cp}}$, где I_i — ионный ток в катодной области, А, позволяет определить количество электричества, переносящего этот ток, приходящегося на участок единичной длины (Кл/м). Поэтому для определения количества электричества, т.е. величины заряда, находящегося в бесстолкновительной части катодной области, т.е. на участке длиной $\ell_{б.к}$,

необходимо это отношение умножить на величину $\ell_{б.к}$, в результате чего получается формула:

$$Q_{ср} = I_i \frac{\ell_{б.к}}{V_{iср}}, \quad (4.34)$$

где $Q_{ср}$ — средняя величина заряда ионов, находящихся в бесстолкновительной части катодной области, Кл, и переносящая ионный ток в этой области.

Согласно работе [64] и разделу 4.1 для сварочной дуги, горящей между железными электродами, $I_i \approx I_e \approx 0,5 I$, где I_e — электронный ток в катодной области. Поэтому при $I = 300$ А получим $Q_{ср} = 4,1 \cdot 10^{-9}$ Кл. Откуда, согласно формуле (4.27), $N_{i\text{ ср}} = 2,56 \cdot 10^{10}$, что по величине близко к ранее найденной более точной величине N_i . Из чего следует, что формула (4.34) позволяет приближенно, в связи с отсутствием точных значений величин $\ell_{б.к}$ и $V_{i\text{ ср}}$, но с достаточной в первом приближении точностью правильно оценить величину N_i . Для случая определения заряда электронов в бесстолкновительной части катодной области, переносящих электронный ток в этой области, формулу (4.34) можно записать в виде:

$$Q_{e.ср} = I_e \frac{\ell_{б.к}}{V_{e.ср}}. \quad (4.35)$$

Поскольку эмитированные электроны, преодолевая потенциальный барьер у поверхности металла (катода), почти полностью теряют свою первоначальную кинетическую энергию, то можно считать, что начальная скорость электронов $V_{e\text{ min}} \approx 0$. Тогда конечная, максимальная скорость электронов у границы бесстолкновительной части катодной области с ее ионизационной частью определяется формулой:

$$V_{e\text{ max}} = \sqrt{\frac{2eU_{к}}{m_e}}. \quad (4.36)$$

А величина их средней скорости будет равна:

$$V_{e\text{ ср}} = \frac{1}{2} V_{e\text{ max}}. \quad (4.37)$$

Подставляя численные значения величин в формулу (4.37), получим $V_{e\text{cp}} = 1,1 \cdot 10^6$ м/с. Подставляя численные значения величин в формулу (4.35) при $I = 300$ А, получим $Q_{\text{cp}} = 2,0 \cdot 10^{-11}$ Кл. Чтобы найти количество электронов (N_e) в бесстолкновительной части катодной области, воспользуемся формулой (4.27) и получим, что $N_e \approx 1,25 \cdot 10^8$, и согласно формуле (4.28) $n_{e\text{cp}} = N_e/W = 5,6 \cdot 10^{19}$ 1/м³. Из проведенных расчетов следует, что отношение N_e к N_i равно $N_e/N_i \approx 1,8 \cdot 10^{-3}$, что свидетельствует об очень малой относительной доли электронов в катодной области, а, значит, и о весьма малой доли компенсируемой части ионов по отношению к количеству избыточных ионов в бесстолкновительной части катодной области. Это, в свою очередь, означает, что «найденные» ранее численные значения величин N_i , $n_{i\text{min}}$ и $n_{i\text{max}}$, при сделанных ранее допущениях при расчете величин $n_{i\text{min}}$ и $n_{i\text{max}}$, достаточно точны.

Выводы

1. Предложен способ расчета количества и концентрации ионов и электронов в бесстолкновительной части катодной области.
2. Показано, что для железного катода количество избыточных ионов в этой части катодной области примерно на три порядка больше количества электронов, переносящих электронный ток в бесстолкновительной части катодной области.

4.9. Механизм ионизации атомов в ионизационной части катодной области*

В настоящее время для сварочных дуг считается, что основной причиной образования ионов из нейтральных атомов в ионизационной части катодной области является термическая ионизация [37].

* Деление катодной области на бесстолкновительную и ионизационную части условно, см. раздел 6.4.

Однако считать, что термическая ионизация в ионизационной области является единственным механизмом образования ионов, нельзя, нельзя также считать, что термическая ионизация является и основным источником образования ионов в ионизационной части катодной области.

Электроны, эмитированные с поверхности катода и получившие достаточно большую кинетическую энергию при прохождении катодной области, равную $W_e = eU_k$, где e — заряд электрона, Кл; U_k — катодное падение напряжения, В, после прохождения катодной области почти полностью ее теряют и входят в столб дуги с энергией примерно равной энергии электронов в столбе. Рассмотрим, на что расходуется потерянная электронами энергия.

Эта энергия может расходоваться только при соударениях электрона с нейтральными атомами, ионами и электронами. При столкновении электрона с другим электроном, движущимся так же, как и рассматриваемый электрон, в сторону столба дуги примерно с такой же скоростью, рассматриваемый электрон не может потерять значительную часть своей кинетической энергии, так как направление движения и скорости обоих электронов примерно одинаковы. Но даже эта часть энергии, переданная рассматриваемым электроном другому электрону, должна пойти на передачу энергии вторым электроном атомам или ионам, так как при передаче энергии от второго электрона к третьему будет действовать такая же причина, что и при передаче энергии от первого электрона ко второму. Если электроны не будут передавать свою энергию атомам и ионам, то это приведет к тому, что электроны будут выходить из катодной области не теряя своей кинетической энергии, чего быть не может согласно современным представлениям о процессах в катодной области. Учитывая это, а также то, что все электроны, эмитированные с поверхности катода, должны почти полностью отдать свою кинетическую энергию при прохождении ионизационной области, можно прийти к выводу о том, что практически вся энергия, потерянная

электроном в ионизационной области, передается атомам или ионам в этой области.

Энергия электрона при столкновении его с атомами и ионами может расходоваться либо на увеличение их кинетической энергии (тепловой энергии), либо на возбуждение или ионизацию атомов или ионов.

Вначале докажем, что кинетическая энергия электронов, передаваемая ими атомам или ионам, идущая на увеличение их скорости, т.е. на увеличение их кинетической (тепловой) энергии, при ударе электрона об атом или ион чрезвычайно мала по сравнению с энергией электрона перед ударом.

Согласно работе [77] при ударе двух тел разных масс друг о друга кинетическая энергия, передаваемая от тела с меньшей массой (m_1) к телу с большей массой (m_2), может перейти лишь доля энергии тела m_1 (W_1), равная

$$\Delta W = (m_1 / m_2) W_1.$$

Следовательно, при упругом ударе электрона об атом, например, железа, от электрона к атому (иону) может перейти лишь $\sim 10^{-5} W_e$ одного электрона, где W_e — кинетическая энергия электрона, равная $W_e = eU_k$ при массе электрона $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг [55] и массе атома (иона) железа, равной $m_{Fe} = 9,26 \cdot 10^{-26}$ кг [55, 22].

Это означает, что для потери своей первоначальной энергии один отдельно взятый электрон должен упруго удариться об $N_y \approx 10^5$ атомов железа, передавая каждому из них энергию, равную $\sim 1,6 \cdot 10^{-24} U_k$ Дж, которой, естественно, не хватит ни на ионизацию атома (иона), ни на его возбуждение. Поскольку электрон в ионизационной области под действием электрического поля, несмотря на соударение с атомами, движется в сторону столба дуги, и при выходе из ионизационной области должен отдать почти всю свою кинетическую энергию, то средняя длина ионизационной области в этом случае составляла бы $\ell = \lambda \cdot N_y$ и при $\lambda \approx 6,9 \cdot 10^{-7}$ м [64] была бы равна $\ell \approx 6,9 \cdot 10^{-2}$ м. Из чего следует, что при обычном способе электродуговой сварки, когда длина дуги равна $\sim 0,5 \cdot 10^{-2}$ м, стол-

ба дуги не существовало, так как катодная область занимала бы весь дуговой промежуток*. Следовательно, электрон в ионизационной области при каждом ударе теряет значительно большую энергию. Причем эта энергия не расходуется на увеличение скорости атома или иона, так как кинетическая энергия, передаваемая одним отдельно взятым электроном атому или иону и расходуемая на увеличение их кинетической (тепловой) энергии, составляет лишь $10^{-5}W_e$. Следовательно, эта энергия идет либо на возбуждение, либо на ионизацию этих частиц. При этом передаваемая от электрона к атому или иону энергия должна быть достаточно большой, так как количество ударов электрона об атомы или ионы ограничена в связи с малой длиной катодной области.

Из проведенных рассуждений следует, что энергия электрона $W_e = eU_k$ может расходоваться только на возбуждение и ионизацию атомов и ионов, с точностью до весьма малой величины.

Установить, какой из механизмов, термический или ударный, наиболее эффективен в ионизационной области, можно путем сравнения тепловой энергии газа, прошедшего через эту область, и энергии, выделяющейся в этой же области в результате прохождения через нее электронов. Тепловая энергия одного атома равна $3kT_{и}/2$ [46], а всех атомов, прошедших через катодную область в единицу времени $W_T = (3kT_{и}/2)N_{и.а}$, где k — постоянная Больцмана, Дж/град; $T_{и}$ — температура газа в ионизационной области, К; $N_{и.а}$ — количество испаренных атомов, прошедших через эту область за единицу времени, так как согласно разделу 4.2 атомы в ионизационной

* На самом деле в рассматриваемом случае количество ударов электрона об атомы и ионы должно быть больше, так как при каждом последующем ударе электрон передает энергию меньшую, чем при предыдущем ударе. Действительно, энергия, теряемая электроном при первом ударе $\Delta W_1 = (m_1/m_2) W_1$, и перед вторым ударом его оставшаяся кинетическая энергия будет равна $W_2 = W_1 - \Delta W_1 = (1 - m_1/m_2)W_1$ и энергия, теряемая электроном при втором ударе, определяется формулой $\Delta W_2 = (1 - m_1/m_2)(m_1/m_2)W_1$, что меньше, чем ΔW_1 . При третьем ударе электрона его кинетическая энергия, переданная атому или иону, будет еще меньше и т.д.

области почти полностью состоят из атомов катода. Согласно разделу 4.2 $N_{и.а}$ ($N_{и.а} = N_i + N_{п}$, где N_i — количество атомов железа, вернувшихся на катод в виде ионов, $N_{п}$ — количество атомов железа, ушедших в столб дуги) при сварочном токе, $I_{св} = 275$ А равно $N_{и.а} \approx 2 \cdot 10^{21}$ 1/с. При сварке в CO_2 , для которой определялась указанная величина $N_{и.а}$, температура столба дуги равна $T_{ст} = 7 \cdot 10^3$ К [49], тогда $W_t = 2,9 \cdot 10^2$ Дж/с.

Энергию, отдаваемую электронами в ионизационной области (W_e), можно определить с достаточной точностью по формуле $W_e \approx eU_k N_e$, где N_e — количество электронов, прошедших через катодную область за единицу времени, 1/с. Величина N_e определяется формулой $N_e = I_e / e$, где I_e — величина электронного тока в катодной области, А. Согласно работе [64] и разделу 4.1 $I_e \approx I_{св} / 2$, поэтому при $I_{св} = 275$ А $N_e = 8,6 \cdot 10^{20}$ 1/с. Следовательно, W_e при $U_k \approx 14$ В [37] равна $W_e = 1,9 \cdot 10^3$ Дж/с.

Из чего следует, что $W_e \gg W_t$ и ионизация атомов в ионизационной области почти полностью осуществляется посредством ударной ионизации.

При этом необходимо учесть, что энергия W_e полностью расходуется на ионизацию атомов, так как можно с высокой степенью точности считать, что она полностью передается атомам и ионам в катодной области и не может перейти в кинетическую энергию их теплового движения, как это указывалось выше. А энергия W_t , определяемая тепловой энергией частиц, лишь частично расходуется на ионизацию, так как если бы она расходовалась полностью на ионизацию, то скорость частиц газа в катодной области была бы равна нулю, в связи с полной потерей их кинетической (тепловой) энергии на ионизацию, что невозможно.

Долю энергии W_t , идущую на термическую ионизацию атомов (α'), можно определить по отношению $\alpha' = W_{и} / W_t$, где $W_{и}$ — энергия ионизации $N_{и.а}$ атомов при однократной термической ионизации, равная $W_{и} = U_i N_{и.а} = U_i \alpha \cdot N_{и.а}$, где U_i — потенциал ионизации атомов, Дж, α — степень ионизации. Следовательно, величина α' определяется формулой:

$$\alpha' = 2\alpha \frac{U_i}{3kT}. \quad (4.38)$$

При $T = 7 \cdot 10^3$ К, величина α согласно уравнению Саха [78] равна $\alpha = 6,8 \cdot 10^{-3}$. Для атомов железа $U_i = 7,9$ эВ. Учитывая, что $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж [79], а $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град, получим $\alpha' = 5,9 \cdot 10^{-2}$. Из чего следует, что $W_{\text{и}} = \alpha' W_{\text{т}} = 1,7 \cdot 10^1$ Дж/с и на два порядка меньше $W_e = 1,9 \cdot 10^3$ Дж/с.

Из проведенных рассуждений следует, что длина ионизационной области определяется длиной свободного пробега электрона при постоянстве ее средней величины и количеством ударов электрона об атомы и ионы при его движении в столб дуги.

При каждом ударе электрон должен отдавать определенное количество энергии. В этом случае количество ударов, при постоянстве средней величины энергии, отдаваемой при каждом ударе, будет определяться величиной W_e , которая равна $W_e = eU_{\text{к}}$. Из чего следует, что длина ионизационной области зависит от $U_{\text{к}}$ и тем больше, чем больше $U_{\text{к}}$.

Приведенные рассуждения проводились для случая, когда катодная область находится у поверхности электрода, однако эти рассуждения справедливы и для случая расположения катодной области у поверхности изделия.

Вывод

Показано, что основным механизмом ионизации атомов катодной области является ударная ионизация.

4.10. Локальная неустойчивость катодной области

В настоящее время катодная область рассматривается как некая стабильная система с постоянными параметрами: катодным падением напряжения ($U_{\text{к}}$), ионной ($j_{\text{и}}$) и электронной ($j_{\text{е}}$)

плотностями токов, а также напряженностью электрического поля (E_k).

Однако при сварке применяются не чистые металлы, а их сплавы, что при сварке как плавящимся, так и неплавящимся электродами приводит к микронеоднородной поверхности катодного пятна.

Неоднородности катодного пятна также способствуют микронеровности его поверхности (см. рис. 75).

Оба этих явления приводят к микронеоднородности эмиссионной способности поверхности катода, что должно сказываться на процессах в катодной области.

Рассмотрим этот вопрос более подробно. Для чего запишем уравнение Маккоуна [53]:

$$E_k^2 = 16\pi \left(\frac{m_e}{2e} \right)^{1/2} U_k^{1/2} \frac{j_k}{1 - j_i/j_e} \left[\left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{j_i}{j_e} - 1 \right], \quad (4.39)$$

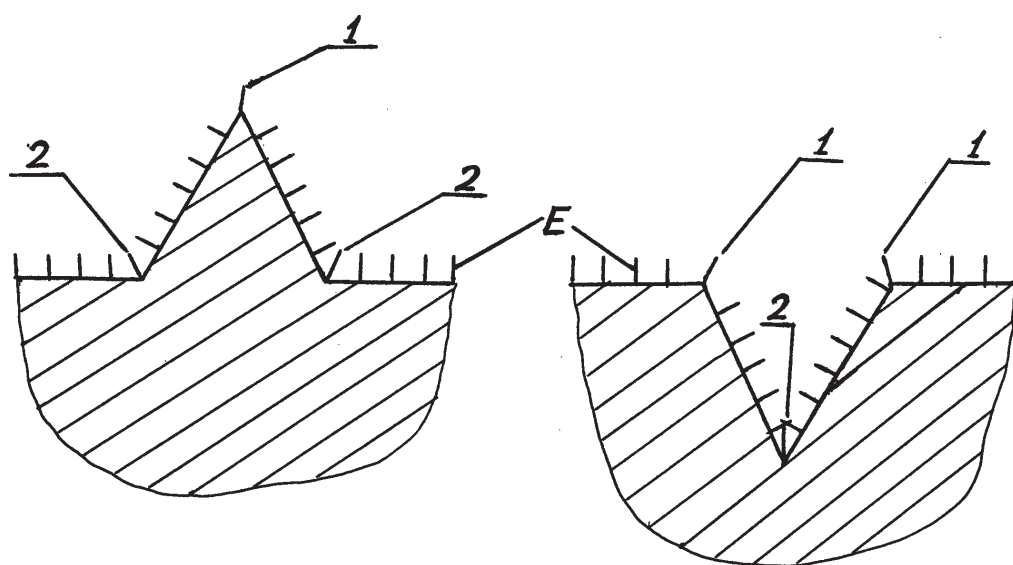


Рис. 75. Микронеровности поверхности катодного пятна и вызванная этим неоднородность работы выхода электронов в катодном пятне:

1 — места с пониженной работой выхода электронов из металла;
2 — места с повышенной работой выхода электронов из металла. Черточками у поверхности металла схематично изображена напряженность электрического слоя у поверхности металла

где $j_k = j_i + j_e$ — общая плотность тока в катодной области (пятне), А/м²; m_i , m_e — массы иона и электрона, соответственно, кг; e — заряд электрона, Кл.

Поскольку в разделе 4.1 установлено, что $j_i/j_e = \beta \approx \text{const}$, то при случайном, например, увеличении j_e в какой-то части катодного пятна в результате случайного увеличения эмиссионной способности поверхности катода в этом месте возрастет и j_i , что приводит к увеличению j_k , а следовательно, и к увеличению E_k .

Увеличение E_k в этой части катодной области соответственно приводит к повторному увеличению j_e , что согласно сказанному ранее вновь увеличивает E_k и т.д. до бесконечного увеличения j_k , что должно привести к стягиванию катодного пятна в этом месте и обрыву электрического разряда вследствие самоустранения катодного пятна.

При случайном уменьшении j_e в какой-то части катодной области в результате случайного уменьшения эмиссионной способности поверхности катода в этом месте, согласно ранее сказанному, произойдет уменьшение и j_i в результате ухудшения условий образования ионов из-за уменьшения j_e . Это вызовет уменьшение j_k , которая равна $j_k = j_i + j_e$, и, как следствие, согласно уравнению Маккоуна, уменьшит E_k , что приведет к повторному уменьшению j_e , что вновь уменьшит E_k и т.д. до бесконечного уменьшения j_k вплоть до нуля в этом месте.

Следовательно, в этом месте в катодном пятне образуется «дыра» и оно должно разделиться на две или более части в зависимости от формы поверхности рассматриваемой части катодного пятна.

Таким образом, катодное пятно само по себе является неустойчивым и может самопроизвольно уничтожаться или делиться на части.

Полученный вывод подтверждается экспериментально. В работе [53] установлено, что катодное пятно при электрических разрядах может самопроизвольно делиться на части (ячейки), которые могут потом исчезать. Это происходит как

при разрядах с малыми величинами токов, порядка нескольких Ампер и меньше (см. рис. 76), заимствованный из работы [53], так и при разрядах с большими величинами токов, порядка сотен Ампер.

Однако в практике электродуговой сварки это не наблюдается. Рассмотрим, почему этого не происходит.

При электродуговой сварке на прямой полярности, когда катодное пятно находится на электроде, оно стеснено размерами электрода и капли, что отличает электрический разряд при электродуговой сварке от рассмотренных электрических разрядов в работе [53], и потому не может делиться на расходящиеся по большой площади ячейки. А возможное случайное бесконечное увеличение или бесконечное уменьшение j_k в одном небольшом месте катодной области в результате микронеоднородностей эмиссионной поверхности катода компенсируется остальной частью катодного пятна и столбом

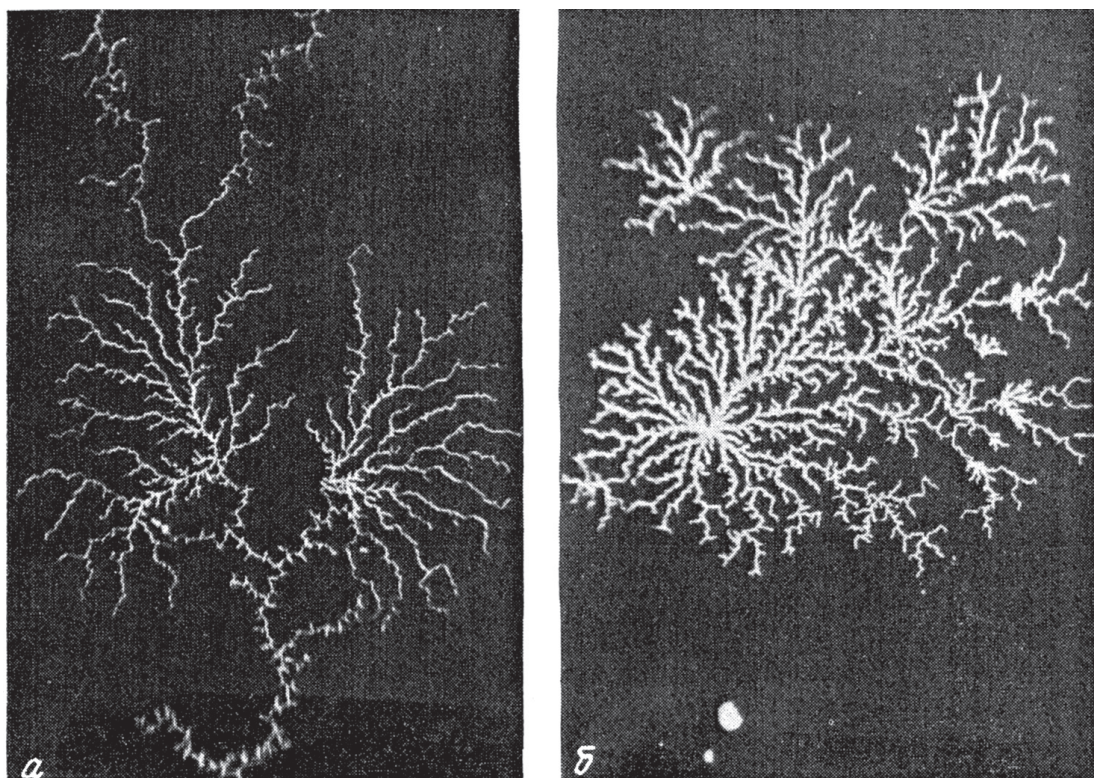


Рис. 76. Автографы катодного пятна, иллюстрирующие деление катодного пятна на ячейки, которые потом самопроизвольно гаснут

дуги, обладающим большей инерционностью в связи с большими размерами по сравнению с катодной областью.

При электродуговой сварке на обратной полярности катодное пятно располагается на поверхности изделия, имеющего большую площадь. Однако делению катодного пятна на ячейки и расползанию их по поверхности изделия в этом случае препятствует «жесткость» столба дуги, обусловленная большими скоростями газовых (плазменных) потоков в столбе дуги. Так, при капельном переносе скорость этих потоков составляет $(1...2) \cdot 10^2$ м/с, а при струйном переносе $(2...3) \cdot 10^3$ м/с. Кроме того, устойчивому состоянию катодного пятна в этом случае способствует повышение температуры газа в катодной области в результате торможения о поверхность изделия высокоскоростных газовых потоков. Это облегчает ионизационные процессы в катодной области и способствует стабильности катодного пятна.

Выводы

1. Установлена причина деления и исчезновения катодных пятен при электрических разрядах с неограниченной рабочей поверхностью катода.
2. Показаны причины, по которым эти явления при электродуговой сварке отсутствуют.

4.11. Влияние внешнего электрического поля на величину энергии взаимодействия атомов в поверхностном слое металлов*

В работе [42] на основании сведений, приведенных в работе [81], показано, что избыточный электрический заряд на поверхности электрода, индуцированный внешним электри-

* Доклад на эту тему автор настоящего издания делал на кафедре сварки ДГТУ г. Ростова-на-Дону в 1976 г.

ческим полем приэлектродной области, создает давление на поверхности электрода, направленное против давления поверхностного натяжения, что в случае выпуклой поверхности уменьшает давление поверхностного натяжения, описываемое формулой Лапласа (см. рис. 77). Кроме того, избыточные заряды, находясь внутри поверхностного слоя металла, взаимодействуют между собой (см. рис. 77), что приводит к умень-

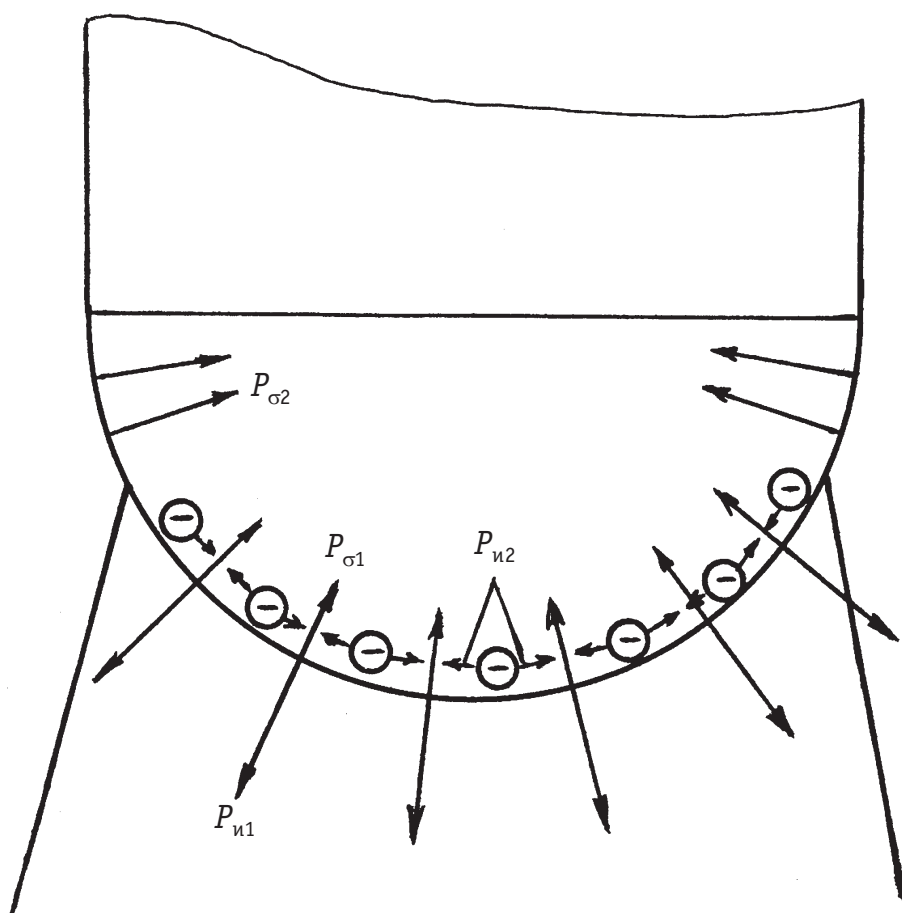


Рис. 77. Схема действия поверхностного натяжения и избыточного поверхностного заряда на электроде:

$P_{\sigma 1}$, $P_{\sigma 2}$ — давления, создаваемые поверхностным натяжением в активном пятне и на свободной поверхности капли, соответственно; $P_{и1}$, $P_{и2}$ — давления, создаваемые индуцированными на активном пятне избыточными зарядами (в рассматриваемом случае электронами в катодном пятне) и противодействующими давлению поверхностного натяжения и силам взаимодействия атомов в поверхностном слое металла, соответственно

шению силы взаимодействия атомов металла и уменьшению величины его коэффициента поверхностного натяжения (σ). Толщина поверхностного слоя металла, в котором реализуются его поверхностные свойства, составляет порядка 2...3 атомных слоя [82]. На такую же глубину в металл проникает и внешнее электрическое поле. Наличие избыточных зарядов (положительных или отрицательных) одинаковых знаков в поверхностном слое металла приводит к появлению сил отталкивания внутри поверхностного слоя металла, которые уменьшают силы притяжения между атомами металла в этом слое, т.е. уменьшают энергию их взаимодействия между собой. Поскольку величина σ определяет величину энергии, необходимой для образования единичной поверхности металла и имеет размерность Дж/м², то дальнейший анализ действия избыточных зарядов на взаимодействие между собой атомов металла в поверхностном слое будет проводиться с энергетических позиций, хотя аналогичные вычисления можно сделать и при рассмотрении сил, что в данном случае более громоздко.

В работе [81] показано, что энергия взаимодействия поверхностных избыточных зарядов между собой определяется формулой:

$$W = \frac{1}{2} \sigma_Q \phi S \text{ (Дж)}, \quad (4.40)$$

где σ_Q — поверхностная плотность заряда, Кл/м²; ϕ — потенциал заряженной поверхности, В; S — площадь поверхности, занимаемой избыточным зарядом, м².

Наиболее удобно в данном случае вести рассмотрение относительно единицы поверхности, поэтому формулу (4.40) целесообразно записать в виде:

$$W_Q = \frac{1}{2} \sigma_Q \Phi \text{ (Дж/м}^2\text{)}. \quad (4.41)$$

Энергия взаимодействия между собой атомов металла, находящихся в поверхностном слое, площадь которого равна единице, определяется величиной:

$$W_{\sigma} = \sigma \text{ (Дж/м}^2\text{)}. \quad (4.42)$$

При увеличении σ_Q согласно формуле (4.41) величина W_Q увеличивается и при некотором значении σ_Q будет выполняться равенство:

$$W_Q = W_{\sigma} \text{ (Дж/м}^2\text{)}. \quad (4.43)$$

В этом случае энергия притяжения атомов металла между собой в поверхностном слое будет уравниваться энергией отталкивания между собой избыточных зарядов в поверхностном слое, т.е. атомы металла в этом слое уже не будут притягиваться друг к другу и металл в этом случае можно уподобить чрезвычайно сильно сжатому газу, плотность которого равна плотности металла, что должно способствовать взрывообразному удалению атомов поверхностного слоя металла и привести к наличию в этом слое чрезвычайно большого давления. Определим, при какой величине σ_Q , т.е. при какой напряженности внешнего электрического поля это может произойти.

В работе [42] показано, что:

$$\sigma_Q = 2\varepsilon_0 E_{\pi} \text{ (Кл/м}^2\text{)}, \quad (4.44)$$

ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м; E_{π} — напряженность внешнего электрического поля у поверхности катода, В/м, описываемая формулой Маккоуна [53].

Величину потенциала ϕ заряженной поверхности (см. формулу (4.40),) определим путем следующих рассуждений, которые проведем для катодной области. Избыточный заряд положительно заряженных ионов в катодной области индуцирует на поверхности катода в катодном пятне точно такой же по величине избыточный заряд электронов. Поскольку длина катодной области мала и во много раз меньше линейных размеров катодного пятна, то совокупность рассматриваемых зарядов можно представить в виде двух пластин, на которых находятся эти заряды и которые достаточно близко расположены друг к другу, т.е. в виде конденсатора. Потенциа-

лы пластин заряженного конденсатора имеют противоположные знаки, а величина потенциала каждой из пластин конденсатора определяется величиной избыточного заряда на пластине. Поскольку величины зарядов на каждой из пластин конденсатора равны друг другу, то и потенциалы этих пластин по величине одинаковы, но противоположны по знаку. Следовательно, $\phi_1 = -\phi_2$, где ϕ_1 и ϕ_2 — потенциалы пластин конденсатора 1 и 2 соответственно, а разность потенциалов $\phi_1 - \phi_2 = U$ можно представить в виде $\phi_1 - (-\phi_2) = U$. Поскольку $\phi_1 = |-\phi_2| = \phi$, то получим, что $\phi_1 = |-\phi_2| = \phi = U/2$. Для рассматриваемого случая на катоде получим, что абсолютная величина потенциала катодного пятна равна $\phi_k = U_k/2$, где U_k — катодное падение напряжения, В. Проводя аналогичные рассуждения для анода, можно получить, что $\phi_a = U_a/2$, где U_a — анодное падение напряжения, В. Следовательно, формулу (4.41) с учетом проведенных рассуждений и формулы (4.44) для катода можно записать в виде:

$$W_Q = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_n U_k \text{ (Дж/м}^2\text{)}. \quad (4.45)$$

Подставляя формулы (4.45) и (4.42) в формулу (4.43) и проводя преобразования, получим:

$$E_n = 2 \frac{\sigma}{\varepsilon_0 U_k} \text{ (В/м)}. \quad (4.46)$$

Следовательно, если величина внешнего электрического поля E_n достигнет величины, определяемой формулой (4.46), то атомы металла в поверхностном слое можно рассматривать уже как чрезвычайно сильно сжатый газ с очень большим давлением*. Рассмотрим, при какой величине E_n это возможно. При температуре плавления металла для случая железного электрода $\sigma_{пл} = 1,84 \text{ Дж/м}^2$ [22], а для проволоки марки Св-08Г2С $\sigma_{пл} = 1,27 \text{ Дж/м}^2$ [40, 41], полагая $U_k = 14 \text{ В}$ [37],

* Возможно, на основе этого явления может быть создан реактивный дигатель.

получим, что для железного электрода $E_{\pi} \approx 3 \cdot 10^{10}$ В/м, а для проволоки марки Св-08Г2С $E_{\pi} \approx 2 \cdot 10^{10}$ В/м. С учетом температурного снижения величины σ , описываемого формулой [14],

$$\sigma_k = \sigma_{\text{пл}}(T_{\text{кр}} - T_k)/(T_{\text{кр}} - T_{\text{пл}}),$$

где σ_k и $\sigma_{\text{пл}}$ — величины коэффициентов поверхностного натяжения жидкого металла при температурах кипения и плавления, соответственно, Дж/м²; $T_{\text{кр}}$, T_k и $T_{\text{пл}}$ — температуры критического состояния, кипения и плавления металла, соответственно, К.

Подставляя $T_{\text{кр}}$, T_k и $T_{\text{пл}}$ — для железа, взятые из работ [22, 23], получим, что для железного электрода $\sigma_k = 1,4$ Дж/м², а для проволоки марки Св-08Г2С $\sigma_k = 0,98$ Дж/м². Считая, что температура катодного пятна равна температуре кипения, согласно формуле (4.46) получим $E_{\pi} = 2,3 \cdot 10^{10}$ В/м и $E_{\pi} = 1,5 \cdot 10^{10}$ В/м, соответственно.

В настоящее время считается, что при сварке в катодной области $E_{\pi} \approx (1...4,3) \cdot 10^7$ В/м [37], поэтому в этом случае возможно лишь незначительное уменьшение энергии взаимодействия атомов в поверхностном слое, а на аноде это уменьшение σ ввиду малых значений $E_{\pi} \approx 1,3 \cdot 10^6$ В/м [37] вообще можно не учитывать.

Однако из обзора экспериментальных сведений, приведенных в работе [53], следует, что напряженность поля у поверхности катода может достигать величины $E_{\pi} \approx 7 \cdot 10^9$ В/м при экспериментально обнаруженных плотностях тока в катодном пятне $j_k = 10^{11}$ А/м² [53] и $j_i/j_e \approx 1$, где j_i и j_e — плотности ионного и электронного токов в катодной области соответственно [64] в случае расчета E_{π} по уравнению Маккоуна [53], упрощенная запись которого приведена в работе [37]. Причем в работе [53] считается, что реальная величина j_k должна быть $j_k > 1 \cdot 10^{11}$ А/м², из чего следует, что реальная величина $E_{\pi} > 7 \cdot 10^9$ В/м. При этом в работе [53] допускается, что в катодной области возможно давление в 2000 атм, что подтверждает сделанные в настоящей работе выводы. Выше-

приведенные рассуждения справедливы не только для плавящихся, но и для неплавящихся электродов.

В заключение необходимо отметить, что уменьшение величины σ до нуля должно, как следствие, привести и к уменьшению работы выхода (ϕ_v) электронов также до нуля, так как обе эти величины характеризуют свойства одного и того же объекта — границы раздела фаз [18]. Действительно, согласно эффекту Шотки, характеризующему уменьшение ϕ_v под действием внешнего электрического поля [53] величина E_{π} , соответствующая снижению ϕ_v до нуля, равна:

$$E_{\pi} = \left(\frac{\phi_v}{3,8 \cdot 10^{-5}} \right)^2 \text{ (В/м)}. \quad (4.47)$$

Для железного электрода $\phi_v = 4,3$ В [22], поэтому $E_{\pi} = 1,27 \cdot 10^{10}$ В/м. Поскольку величина ϕ_v в работе [22] приведена для твердого железа, температура которого значительно меньше $T_{\text{пл}}$, а ϕ_v с увеличением температуры уменьшается [16], то величина ϕ_v для жидкого железа при $T_{\text{пл}}$ должна быть $\phi_v < 4,3$ В, а при температуре T_k еще меньше. Согласно разделу 4.3 величина ϕ_v для жидкого железа при T_k равна $\phi_v \approx 3,81$ В. Поэтому величина E_{π} , определяемая по формуле (4.47), будет равна $E_{\pi} = 1,0 \cdot 10^{10}$ В/м. Это заметно меньше величины E_{π} , определенной по формуле (4.46) и равной $E_{\pi} = 2,3 \cdot 10^{10}$ В/м. Если допустить, что обе формулы (4.46) и (4.47) достаточно точны, то из этого следует, что энергия двойного электрического слоя у поверхности металла, обуславливающая величину ϕ_v [55], является лишь частью поверхностной энергии, определяющей величину σ . Действительно, согласно работе [83], величина σ состоит из нескольких слагаемых, одним из которых является электростатическая энергия двойного слоя. Следовательно, при увеличении E_{π} вначале должна ϕ_v стать равной нулю, а уже потом, при еще большем увеличении E_{π} , и величина σ должна стать равной нулю, что соответствует результатам определения величин E_{π} , найденным по формулам (4.46) и (4.47) и, в свою очередь, подтверждает не только то, что эти формулы

качественно правильно описывают соответствующие им процессы, но и позволяют с достаточно высокой точностью проводить количественные расчеты.

Вывод

Показано, что внешнее электрическое поле у поверхности электрода снижает энергию взаимодействия атомов в поверхностном слое металла и при $E_{\text{п}} \approx 10^{10}$ В/м энергия взаимодействия атомов может быть снижена до нуля, что должно вызвать взрывообразное «испарение» поверхностного слоя металла.

4.12. Влияние электрического поля на величину работы выхода электронов из металла

Изучение процессов, происходящих на катоде электрических дуг, важно не только с теоретических, но и с практических позиций. Поэтому этим процессам посвящено значительное количество работ, наиболее полные обзоры которых приведены в работах [37, 53]. Для изучения этих процессов необходимо знание величины работы выхода (ϕ) электронов из металлов, применяемых при сварке. Именно по величине ϕ в конечном итоге оценивается пригодность той или иной теории, описывающей процессы в катодной области сварных дуг [37]. Одним из факторов, уменьшающих работу выхода на катоде, является электрическое поле у его поверхности [37, 53]. Поэтому целью настоящего раздела является более подробное рассмотрение этого явления.

Согласно эффекту Шотки внешнее электрическое поле с величиной напряженности у поверхности катода, равной $E_{\text{п}}$, снижает ϕ на величину $\Delta\phi$, равную [53]:

$$\Delta\varphi = 3,8 \cdot 10^{-5} E_n^{1/2}, \quad (4.48)$$

где $\Delta\varphi$ и E_n имеют размерности В и В/м, соответственно.

Для того чтобы перейти к рассмотрению поставленной задачи, вначале рассмотрим современные представления о механизме действия эффекта Шотки.

Согласно работе [37] с позиций квантовой механики это можно объяснить следующим (см. рис. 78а). На графике, слева от вертикальной прямой, схематично изображающей поверхность металла, показаны три области энергетического спектра электронов в металле, а справа — потенциальный барьер на его поверхности при наличии и в отсутствие внешнего электрического поля. Область А представляет часть разрешенной зоны, заполненной электронами при температуре, близкой к абсолютному нулю. Следовательно, верхняя граница области А совпадает с уровнем Ферми (W_ϕ). Из этой области электроны удаляются из металла путем автоэлектронной эмиссии в ее чистом виде. Вышележащие области заполняются по мере повышения температуры металла в результате теплового возбуждения электронов. Электроны области Б также участвуют в автоэлектронной эмиссии, тем более, что для них прозрачность барьера больше, чем для электронов области А. Однако с самых верхних уровней области Б, примыкающих к вершине потенциального барьера, наряду с автоэлектронной эмиссией может происходить и термоэлектронная эмиссия, облегченная эффектом Шотки. Поэтому эмиссия из области Б обозначается как термоавтоэлектронная. Эмиссия из области В происходит в результате уменьшения работы выхода (снижения высоты потенциального барьера) под действием внешнего электрического поля. Так как в эмиссии из области В участвуют только термически возбужденные электроны, то этот тип эмиссии относят к термоэлектронной эмиссии.

С позиций классической физики эффект действия электрического поля на уменьшение работы выхода можно объяснить следующим образом (см. рис. 78б). Электроны в результате

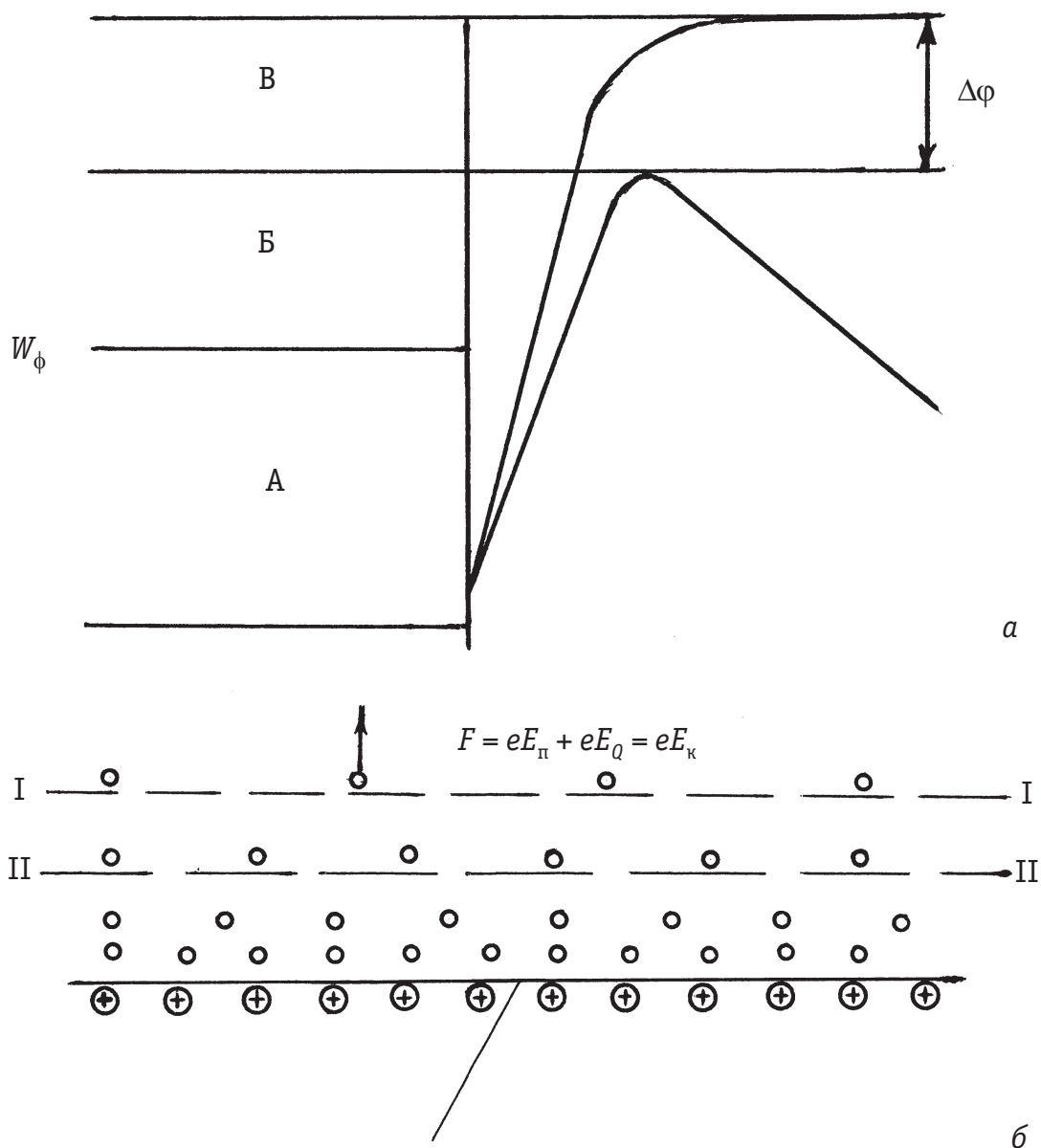


Рис. 78. а — влияние внешнего электрического поля на эмиссию электронов из металла; б — совместное действие внешнего электрического поля, созданного избыточными ионами в катодной области (E_n) и электрического поля индуцированного ими зарядом на поверхности катода (E_Q)

теплового движения, имея разные скорости, выходят за поверхность металла и, соответственно, удаляются от нее на различные максимальные расстояния прямо пропорциональные величине своей первоначальной тепловой скорости. На

рис. 78б каждый из электронов показан на максимально возможном для него удалении от поверхности металла, т.е. когда его первоначальная тепловая скорость стала равной нулю. Торможение электронов происходит в результате притяжения их избыточными положительными зарядами, находящимися внутри металла у его поверхности. В результате чего все вылетающие из металла электроны возвращаются обратно, притягиваясь к положительным ионам, находящимся на и под поверхностью металла. Однако при наличии электрического поля у поверхности металла, направление которого противоположно полю двойного электрического слоя, образованного электронами, находящимися над поверхностью металла и ионами, находящимися под и на поверхности металла [52], это поле будет способствовать удалению электронов от поверхности металла, т.е. эмиссии электронов. Этот процесс объясняется тем, что рассматриваемое электрическое поле напряженностью E действует на каждый электрон, находящийся у поверхности металла, с силой eE , направленной от поверхности металла. При относительно небольшой напряженности этого поля E_1 от поверхности металла будут удаляться только электроны, обладавшие максимальными тепловыми скоростями при выходе из металла, и потому удалившиеся от его поверхности на наибольшие расстояния. На рис. 78б эти электроны отделены от остальных плоскостью I–I. По мере увеличения напряженности рассматриваемого электрического поля до величины E_2 , от поверхности металла начнут удаляться электроны с меньшей первоначальной тепловой скоростью, которые удалились от поверхности металла на меньшее максимально возможное для них расстояние. Эти электроны отделены плоскостью II–II и т.д. Следовательно, по мере увеличения E все большее количество электронов будет удаляться от металла. Сила eE , действующая на каждый электрон в двойном слое, определяется величиной E , которая зависит от действия любых зарядов, участвующих в образовании этого поля независимо от их знака и места нахождения. Величина E является

суммой напряженностей электрических полей всех учитываемых зарядов, т.е. образование величины напряженности любого электрического поля, в т.ч. и рассматриваемого, происходит по принципу суперпозиции [55].

Согласно работе [42] в катодной области действует не только внешнее электрическое поле, величина напряженности E_{Π} которого у поверхности катода определяется уравнением Маккоуна [53], упрощенная запись которого приведена в работе [37], образованная избыточными положительными зарядами, находящимися в катодной области, но и равное ему по величине поле E_Q , создаваемое зарядами, индуцированными на поверхности металла, в случае катода электронами. Следовательно, суммарная напряженность электрического поля у поверхности катода E_k будет равна $E_k = E_{\Pi} + E_Q$, но поскольку $E_{\Pi} = E_Q$, то $E_k = 2E_{\Pi}$. При этом на каждый электрон у поверхности катода будут действовать силы со стороны каждого из этих полей. Результирующая сила при этом определится величиной $F = eE_{\Pi} + eE_Q = 2eE_{\Pi} = eE_k$.

Согласно проведенному анализу уравнение Шотки для катодной области электрических дуг должно быть записано в виде*:

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= 3,8 \cdot 10^{-5} E_k^{1/2} = 3,8 \cdot 10^{-5} (2E_{\Pi})^{1/2} = \\ &= 5,4 \cdot 10^{-5} E_{\Pi}^{1/2}.\end{aligned}\tag{4.49}$$

Вывод

Показано, что при расчете снижения величины ϕ под действием внешнего электрического поля, создаваемого избыточными положительными зарядами у поверхности катода и рассчитываемого по формуле Маккоуна [53], напряженность этого поля в формуле Шотки необходимо удваивать, в результате чего $\Delta\phi$ увеличивается в 1,4 раза.

* В том случае, если E_{Π} определяется по уравнению Маккоуна [37, 53].

4.13. Механизм эмиссии электронов с катодов сварочных дуг

При теоретическом изучении процессов в сварочных дугах основное внимание уделяется процессам на катоде [37], так же как и при изучении других типов дуг [53]. При этом критерием для проверки различных теорий, описывающих процессы в катодной области и на поверхности катода, обычно является эмиссионная способность катода, обеспечивающая практически наблюдаемую плотность тока в катодном пятне [37, 53]. В свою очередь, эмиссионная способность катода определяется работой выхода электронов из металла ϕ . Поэтому в настоящем разделе рассматривается влияние величины ϕ на эмиссию электронов из катода.

В разделе 4.3 установлена зависимость ϕ для жидких металлов от температуры и для железного электрода определена величина ϕ при температуре кипения, равная $\phi_k = 3,81$ В.

В разделе 4.12 установлено, что электрическое поле в катодной области снижает величину ϕ_k на $\Delta\phi = 5,4 \cdot 10^{-5} E_{\pi}^{1/2}$, где E_{π} — напряженность электрического поля у поверхности катода, В/м, определяемая уравнением Маккоуна [53], упрощенная запись которого приведена в работе [37], В/м. Согласно сведениям, приведенным в работе [37] для дуги, горящей между железными электродами, E_{π} может достигать величины $E_{\pi} = (1...4,3) \cdot 10^7$ В/м. Следовательно, величина ϕ на катоде железной сварочной дуги с учетом $\Delta\phi$, равной $\Delta\phi = (0,17...0,35)$ В, равна $\phi = (3,64...3,46)$ В.

Формула для определения плотности тока термоэлектронной эмиссии имеет вид [18]*:

* Величина ϕ , обычно приводимая в справочниках и выраженная в В, на самом деле не является работой выхода электрона из металла и показывает лишь величину разности потенциалов двойного электрического слоя на поверхности металла. Работой же выхода электрона из металла является произведение $e\phi$, (Дж), где e — заряд электрона, Кл, и именно это произведение должно быть в числителе показателя степени при основании натуральных логарифмов e в формуле для определения j_e .

$$j_e = BT^2 e^{-\frac{\phi}{kT}},$$

где j_e — плотность электронного тока в катодном пятне, А/м²; $B = 1,2 \cdot 10^6$ А/(м²К²) — теоретическое значение коэффициента пропорциональности; T — температура катодного пятна, К; k — постоянная Больцмана, Дж/К.

Поскольку температура катодного пятна при сварке считается равной температуре кипения плавящегося электрода (T_k), величина которой известна с достаточно высокой точностью для металлов, применяемых при сварке, то по этой формуле можно оценить плотность тока, обеспечиваемую термической эмиссией электронов в сварочных дугах, которая для железного катода при $T_k = 3160$ К [22] составляет $j_e = (1,9 \dots 3,7) \cdot 10^7$ А/м². В работе [37] приводятся сведения о том, что для сварочных дуг, горящих между железными электродами, общая плотность тока в катодном пятне составляет $j_k = (1,8 \dots 2,6) \cdot 10^7$ А/м². При этом необходимо учесть, что в разделе 4.1 показано, что доля электронного тока от общего тока в катодной области для железного электрода не превышает половины величины тока в катодной области, т.е. $j_e \approx 0,5j_k$. Следовательно, электронный ток в катодной области может полностью определяться термоэлектронной эмиссией, что ранее для сварочных дуг считалось невозможным [37].

Поскольку при сварке применяются нечистые металлы, то в реальном случае плотность тока при термоэлектронной эмиссии может быть значительно большей, чем для чистых металлов.

Так, для проволоки марки Св-08Г2С, в которой наряду с основной-железом присутствует примерно 1,5 % марганца, величина работы выхода может быть заметно снижена присутствием марганца, для которого при температуре кипения железа в разделе 4.3 была определена работа выхода электронов, равная 2,94 В.

Известно [18], что даже небольшие добавки веществ с более низким коэффициентом поверхностного натяжения, зна-

чительно снижают коэффициент поверхностного натяжения основного металла. Согласно формуле работы [68]:

$$\sigma = 41,7\phi^2, \quad (4.50)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения; ϕ — работа выхода.

Величина ϕ заметно зависит от величины коэффициента поверхностного натяжения металла.

Поэтому можно допустить, что для проволоки марки Св-08Г2С работа выхода электронов при температуре кипения железа равна $\phi \approx (3,1 \dots 3,3)$ В. С учетом снижения величины работы выхода при наличии внешнего электрического поля получим, что работа выхода электронов для рассматриваемого случая будет примерно равна $\phi \approx 3$ В. Тогда плотность термоэлектронного тока при сварке на прямой полярности для этой проволоки составит $j_e \approx 2 \cdot 10^8$ А/м². Поскольку $j_e \approx 0,5j_k$, общая плотность тока в катодном пятне с учетом того, что $j_k = j_e + j_i$, где j_i — плотность ионного тока в катодной области, А/м², может достигать $j_k \approx 4 \cdot 10^8$ А/м².

В заключении можно отметить, что в разделе 4.3 для расчетов было использовано значение ϕ для твердого железа при температуре, далекой от температуры плавления ($T_{пл}$), так как экспериментальных сведений о величине ϕ для металлов при $T_{пл}$ нет, а теоретическая зависимость ϕ от T для твердых металлов в различных работах оценивается по-разному, что не позволяет точно определить величину ϕ при $T_{пл}$. Поскольку ϕ с увеличением температуры уменьшается, то величина ϕ при $T_{пл}$ должна быть заметно меньше исходной величины и, употребленная для расчетов j_e величина ϕ на самом деле меньше, что должно привести к еще большему расчетному значению величины j_e .

Вывод

Показано, что учет уменьшения работы выхода под действием повышенной температуры катода и напряженности

электрического поля катодной области у его поверхности позволяет считать, что электронный ток в катодной области сварочных дуг может быть полностью обеспечен термической эмиссией электронов из катода.

4.14. Температура газа при электродуговой сварке у поверхности сварочной ванны*

Известно, что скорость газовых потоков в дуге при электродуговой сварке изменяется от 10^2 м/с [25,37] до 10^3 м/с [32, 33]. Известно также, что при торможении высокоскоростного потока газа у препятствующей поверхности газ нагревается до высоких температур и интенсивно нагревает обтекаемое тело [85]. Поскольку при электродуговой сварке потоки газа направлены от электрода к изделию, то таким телом в данном случае является сварочная ванна.

Температуру потока газа при его торможении можно определить по формуле [85]:

$$T_{\tau} = T_{\pi} \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right).$$

где T_{π} — температура газа в набегающем потоке, К; k — показатель адиабаты; M — число Маха, равное отношению скорости потока газа к скорости звука в этом газе.

В работе [33] установлено, что для дугового газа, состоящего из паров железа $k = 1,68$, а скорость звука равна $1,18 \cdot 10^3$ м/с.

Расчеты величины T_{τ} проводились в предположении, что $T_{\pi} = 7000$ К [49]. На основании результатов расчета построен график (см. рис. 79), из которого следует, что температура газа

* Этот материал был отправлен в редакцию журнала «Сварочное производство» в январе 2003 г.

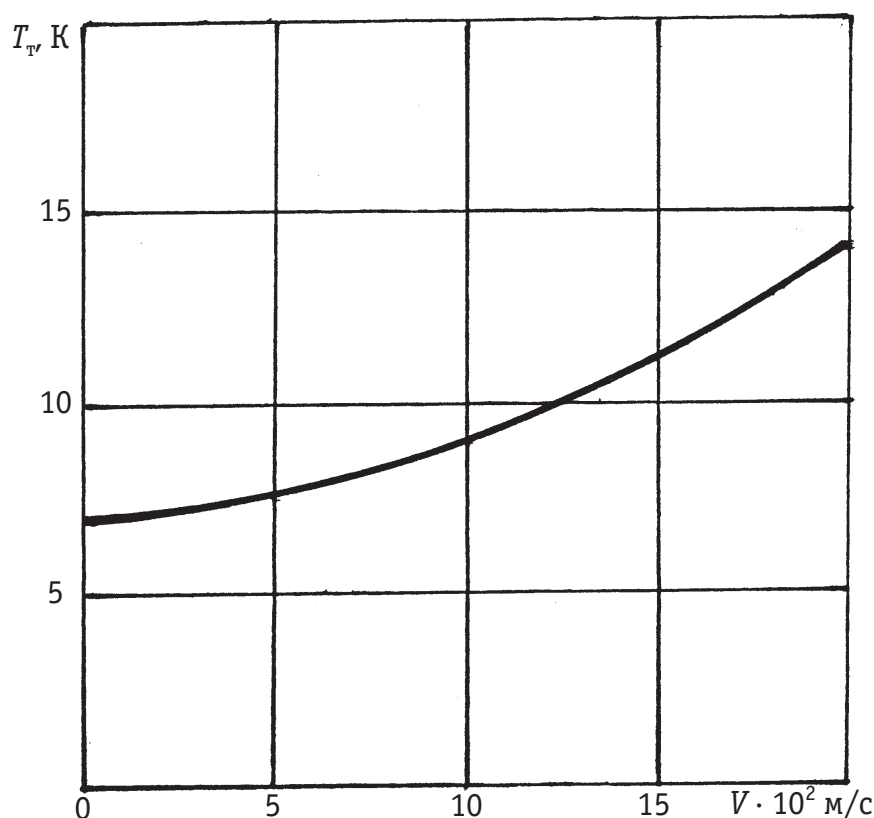


Рис. 79. Зависимость температуры отраженного газового потока от поверхности сварочной ванны от скорости набегающего газового потока в столбе

у поверхности сварочной ванны может достигать весьма больших значений, что может оказывать существенное влияние на нагрев металла сварочной ванны. Возможно, что действие этого источника тепла является одной из причин повышенной жидкотекучести металла сварочной ванны при струйном переносе металла, так как скорость газового потока в этом случае достигает порядка 10^3 м/сек [32, 33].

Оценим долю энергии, выделяющейся при торможении газа у поверхности сварочной ванны, по отношению к общей энергии, выделяющейся в дуге и приэлектродных областях. Энергия, выделяющаяся в дуге, определяется формулой

$$W_d = IU_d, \text{ Дж/с},$$

где I — сварочный ток, А; U_d — напряжение на дуге, В.

Энергия, выделяющаяся в катодной и анодной областях, определяется соответственно $W_k = IU_k$, Дж/с, где U_k — катодное падение напряжения, В и $W_a = IU_a$, Дж/сек, где U_a — анодное падение напряжения, В. Тепловая энергия, выделяющаяся у поверхности сварочной ванны при торможении газового потока, определяется разностью температур газа у поверхности сварочной ванны и в набегающем потоке и массой газа, подошедшего к поверхности сварочной ванны в единицу времени, т.е. формулой $W_T = c \rho V \Delta T \pi d_{\text{ст}}^2 / 4$, Дж/сек, где c — теплоемкость газа, Дж/(кг·град); ρ — удельная масса газа, кг/м³; V — скорость газа в набегающем потоке, м/с; $\Delta T = T_T - T_{\text{п}}$ — температура нагрева газа в результате торможения, К; $d_{\text{ст}}$ — диаметр столба дуги, м. Расчеты проведем для сварки алюминия в аргоне проволокой диаметром $d_3 = 0,8$ мм и $d_3 = 3$ мм.

Согласно работе [16] технологические режимы сварки на струйном переносе для этих проволок начинаются при $I = 90$ А, $U = 17$ В для $d_3 = 0,8$ мм, и $I = 330$ А, $U = 29$ В для $d_3 = 3$ мм. Поскольку диаметр столба дуги примерно равен диаметру электрода [16], то при расчетах в формуле для определения W_T будем считать, что $d_{\text{ст}} \approx d_3$. Полагая, что в токоведущей системе при сварке проволокой $d_3 = 0,8$ мм падает ~ 1 В, а при $d_3 = 3$ мм падает ~ 3 В, получим, что при $d_3 = 0,8$ мм $U_{\text{д}} \approx 16$ В, а при $d_3 = 3$ мм $U_{\text{д}} \approx 26$ В. Согласно работе [46] величина k для паров металлов и инертных газов одинаковая и равна 1,67, что отличается от вычисленной в работе [33] величины k лишь на 0,6 %. Примем, что при крупнокапельном переносе $V \approx 2 \cdot 10^2$ м/с [16, 37], а при струйном $V \approx 1,5 \cdot 10^3$ м/с [32, 33], а температура столба дуги при сварке в аргоне примерно равна $7 \cdot 10^3$ К. Тогда температуры газа у поверхности сварочной ванны (T_T) будут соответственно равны $7,4 \cdot 10^3$ К и $11,5 \cdot 10^3$ К. В связи с тем, что в литературе отсутствуют сведения о точном составе газа в столбе дуги для каждого материала электрода, защитного газа и режима сварки, будем приближенно считать, что столб дуги состоит из аргона, для которого достаточно точно можно определить по справочной литературе величины c и ρ , входящие в форму-

лу для определения W_T , которые согласно работе [50] равны $c = 0,52 \cdot 10^3$ Дж/(кг·град), $\rho = 6,5 \cdot 10^{-2}$ кг/м³ при $T = 7,4 \cdot 10^3$ К и $c = 3,77 \cdot 10^3$ Дж/(кг·град), $\rho = 3,8 \cdot 10^{-2}$ кг/м³ при $T = 11,5 \cdot 10^3$ К. В работе [37] показано, что для алюминия $U_a \approx 5$ В, $U_k \approx 10$ В. Согласно проведенным расчетам получим, что для $d_э = 0,8$ мм и $d_э = 3$ мм при $V \approx 2 \cdot 10^2$ м/с, т.е. при капельном переносе металла, отношения W_T/W_d , W_T/W_a , W_T/W_k не превышают 0,013 и, следовательно, величину W_T можно не учитывать при анализе баланса энергии. При $V \approx 1,5 \cdot 10^3$ м/с, т.е. при струйном переносе, наблюдающемся на обычных режимах сварки в арго-не, для $d_э = 0,8$ мм эти отношения соответственно составляют $\sim 0,34$, $\sim 1,08$, $\sim 0,54$, а для $d_э = 3$ мм они составляют $\sim 0,8$, $\sim 4,14$, $\sim 2,07$, из чего следует, что при струйном переносе энергия, выделяющаяся при торможении газа у поверхности сварочной ванны, соизмерима с энергией, выделяющейся в дуге и приэлектродных областях, и даже может их превышать.

Выводы

1. Установлено, что температура газа у поверхности сварочной ванны зависит от скорости потока газа в столбе дуги и тем больше, чем больше скорость газа в столбе, что повышает эффективность ионизационных процессов у поверхности сварочной ванны.
2. Установлен источник тепла у поверхности сварочной ванны, который ранее не учитывался при анализе энергетических процессов при сварке.
3. Показано, что при струйном переносе величина W_T соизмерима с W_d , W_a и W_k и ее необходимо учитывать при расчете баланса энергии дуговых процессов.
4. Отношения W_T/W_d , W_T/W_a и W_T/W_k тем больше, чем больше $d_э$.

4.15. Источники тепла в приэлектродных областях и в столбе дуги

Процессам в приэлектродных областях и в столбе дуги посвящено много работ, однако эти процессы до сих пор еще не изучены в достаточной мере. Поэтому целью настоящего раздела является рассмотрение некоторых процессов, происходящих в приэлектродных областях и в столбе дуги, которые ранее в сварочной литературе не рассматривались.

В работе [37] при анализе процессов в катодной области допускалось, что температура газа в ионизационной части катодной области больше, чем в столбе дуги, что позволило объяснить некоторые процессы, происходящие в катодной области. Однако механизм, действие которого позволяет увеличивать температуру газа в этой части катодной области, не указывался. Таким механизмом может быть торможение испаряющихся с поверхности катода атомов, которые имеют начальную скорость, соответствующую тепловой скорости при температуре катодного пятна, т.е. температуре кипения материала катода [16]. Для железного электрода эта температура равна $T_k = 3160$ К [22]. В этом случае при кинетической энергии испаренных атомов $W_r = mV^2/2$ (m — масса атома, кг; V — скорость атома при испарении, м/с), равной тепловой энергии при $T = T_k$, величина которой определяется формулой $W_r = 3kT/2$ (k — постоянная Больцмана) [46], скорость испаренных атомов у поверхности катода будет равна $V \approx \sqrt{3kT/m}$, если считать, что $W_k = W_r$. При массе атома железа, равной $m_{Fe} = 9,2 \cdot 10^{-26}$ кг [22, 55], получим, что $V \approx 11,9 \cdot 10^2$ м/с. Согласно работе [37] скорость газовых потоков в столбе дуги при капельном переносе составляет $(0,75...1,5) \cdot 10^2$ м/с, что подтверждается сведениями о скорости паров железа в столбе дуги, испаряющихся с катода, равной $(0,68...1,1) \cdot 10^2$ м/с [51]. Следовательно, пары железа между поверхностью катода и столбом дуги претерпевают торможение от скорости, равной $\sim 11,9 \cdot 10^2$ м/с до

$1 \cdot 10^2$ м/с, что естественно может происходить только в ионизационной части катодной области, так как в бесстолкновительной ее части испаренные атомы движутся без столкновений, а, значит, и без потери скорости. Уменьшение скорости потока испаренных атомов на величину, равную $\sim 10,9 \cdot 10^2$ м/с, происходит на участке длиной, как показано в разделе 2.4, порядка $2,6 \cdot 10^{-4}$ м, т.е. время торможения газового потока чрезвычайно мало и составляет по порядку величины $\sim 10^{-7}$ с. Поэтому согласно работе [46] этот процесс можно считать адиабатическим, что позволяет использовать для приближенных расчетов уравнение Пуассона [46], $T_1/T_2 = (p_1/p_2)^{(\gamma-1)/\gamma}$, где T_1 и T_2 , p_1 и p_2 — температуры и давления газа в состоянии 1 и 2 соответственно; γ — показатель адиабаты для паров железа, равный $\sim 1,68$ [23,84]. Для рассматриваемого случая это уравнение можно записать в виде $T_T/T_{г.п} = (p_T/p_{г.п})^{(\gamma-1)/\gamma}$, где T_T и $T_{г.п}$ — температуры газа на участке торможения и в бесстолкновительной части катодной области соответственно, т.е. $T_{г.п} = T_K$; $p_T/p_{г.п}$ — давления в газовом потоке в области торможения и в бесстолкновительной части катодной области соответственно. Поскольку уменьшение скорости газового потока от $\sim 11,9 \cdot 10^2$ м/с до $1 \cdot 10^2$ м/с происходит за чрезвычайно малое время $\sim 10^{-7}$ с, то это должно вызывать значительное повышение давления, т.е. должно быть $p_T > p_{г.п}$. Это означает, что и $T_T > T_{г.п}$. Поскольку $T_{г.п} \approx 3160$ К, то T_T , будучи значительно больше $T_{г.п}$, может превышать температуру газа в столбе дуги, что должно значительно повышать эффективность процессов ионизации в ионизационной части катодной области и подтверждает допущение, сделанное в работе [37] при анализе катодных процессов.

Необходимо также отметить, что согласно работе [84] процесс сжатия газа на прямом скачке уплотнения, каковым и является рассматриваемый случай, является адиабатным, но не является квазистатическим, для которого выведено уравнение Пуассона, так как прохождение газа через скачок уплотнения происходит настолько быстро, что не успевает

произойти выравнивание параметров в соседних областях. Поэтому процессы в прямом скачке уплотнения более точно описываются уравнением Гюгоньо [84], согласно которому давление и температура газа на участке торможения растут значительно быстрее, чем по уравнению Пуассона, из чего следует, что газ в ионизационной части катодной области может иметь температуру, значительно превышающую температуру газа в столбе дуги.

Кроме того, согласно работе [84] при обратном расширении (после выхода газа из скачка уплотнения) этот газ в первоначальное состояние не вернется, так как его давление и температура будут значительно выше, чем в исходном состоянии. Из этого следует, что температура газового потока должна быть больше температуры газа в столбе дуги, а давление газа в отраженном потоке должно быть больше давления газа в столбе дуги, а, значит, больше атмосферного. Рассмотренный механизм действует не только в катодной, но и в анодной области независимо от того, находятся ли эти области на электроде или на изделии. Однако эффективность действия этого механизма в каждом из указанных случаев различна.

В случае расположения анодной или катодной области на электроде предложенный механизм не действует при струйном переносе металла, когда скорость газовых потоков в столбе весьма большая [29, 32, 33] и превышает скорость атомов электрода, испаренных с его поверхности.

Аналогичный механизм повышения температуры газа действует у поверхности изделия независимо от того, находится ли на нем катодная или анодная область, так как газовый поток при сварке в столбе дуги всегда движется от электрода к изделию и их скорости могут изменяться от $(0,75 \dots 1,5) \cdot 10^2$ м/с при капельном переносе до $(1 \dots 3) \cdot 10^3$ м/с при струйном переносе [29, 32, 33]. При этом наибольшее повышение температуры у поверхности изделия будет происходить при струйном переносе металла. Поскольку при нахождении катодной или анодной области на изделии в них всегда будет действовать меха-

низм, описанный ранее, то на действие этого механизма в рассматриваемом случае будет накладываться и увеличение температуры газа при торможении газового потока, движущегося в столбе дуги от электрода к изделию. Из чего следует, что эффективность процессов ионизации в катодной области при расположении ее на изделии значительно выше, чем при расположении катодной области на электроде. Это позволяет катодному пятну на изделии иметь значительно большую площадь, чем на электроде. Действительно, площадь катодного пятна на изделии в кратере сварочной ванны значительно больше, чем при нахождении катодного пятна на электроде, что подтверждается тем, что столб дуги расширяется в сторону изделия и может существовать только между анодным и катодным пятнами. Это свидетельствует о том, что при сварке на обратной полярности под всем нижним сечением столба дуги на поверхности изделия находится катодное пятно. Это приводит, при одинаковой величине сварочного тока, к тому, что плотность тока в катодной области, находящейся на изделии, значительно ниже, чем при нахождении ее на электроде. Это, в свою очередь, уменьшает энергию, приносимую электронами в ионизационную часть катодной области, приходящуюся на единицу ее объема, а, значит, и эффективность процессов ионизации. Однако наличие перечисленных выше механизмов повышения температуры газа, совместно действующих в этом случае, позволяет значительно повысить эффективность ионизационных процессов в катодной области, при нахождении ее у поверхности изделия, что и позволяет катодному пятну при одной и той же величине сварочного тока иметь значительно большие размеры, если оно расположено на изделии, а не на электроде.

Особенно наглядно этот эффект наблюдается при сварке в CO_2 проволокой с покрытием из K_2CO_3 на обратной полярности при струйном переносе, когда нижняя часть конуса жидкого металла, находящегося на торце электрода, частично расположена под поверхностью изделия, что приводит

к наибольшему соотношению площадей катодного и анодного пятен соответственно. При этом катодное пятно занимает всю поверхность кратера под столбом дуги, начиная от периферии столба дуги, находящейся на поверхности изделия на границе плавления, и заканчивая центральной частью столба дуги, граничащей с нижней частью поверхности сварочной ванны. При этом стабильное расположение конуса жидкого металла на торце электрода свидетельствует о том, что катодное пятно, а, значит, и столб дуги не перемещаются, так как в противном случае это привело бы к нарушению стабильности струйного переноса. Это подтверждает, что катодное пятно находится на всей поверхности кратера, у которой находится стабильно расположенный в пространстве столб дуги.

Третьим источником тепла в катодной и анодной областях при их расположении в кратере сварочной ванны является повышение температуры столба дуги в результате уменьшения теплоотвода в той части столба дуги, которая находится под поверхностью изделия в связи с действием отраженного потока газа (плазмы). Это приводит не только к дополнительному увеличению температуры газа в приэлектродных областях, но и значительному увеличению температуры столба дуги, чему способствует не только уменьшение теплопроводности, но и повышение температуры столба в результате торможения газового потока, идущего от электрода, а также охват этой части столба отраженным газовым потоком, выходящим из кратера и расположенным у его стенок. При этом температура и давление газа в отраженном потоке, как отмечалось выше, может быть больше температуры и давления газа в столбе дуги. Из чего следует, что не только условия протекания процессов в приэлектродных областях, расположенных на изделии и электроде, имеют существенные различия, но и параметры столба дуги над и под поверхностью изделия также значительно отличаются друг от друга. Это означает, что столб дуги для реального случая сварки желательно рассматривать не как однородный, как это обычно делается, а состоя-

щим из двух частей, наружной (находящейся над поверхностью изделия) и внутренней (под поверхностью изделия), как это сделано в разделе 3.3, а также, возможно, учитывать и некоторую переходную область, расположенную между этими частями столба дуги.

Выводы

1. Показано, что торможение потока испаренных с поверхности электрода атомов увеличивает температуру газа в катодной и анодной областях и способствует увеличению интенсивности процессов ионизации в катодной области.
2. При расположении этих областей на поверхности изделия температура газа в них дополнительно увеличивается за счет торможения у поверхности изделия газового потока от электрода.
3. Предложено при рассмотрении процессов в столбе дуги учитывать то, что столб дуги имеет разные свойства над и под поверхностью изделия.

4.16. Влияние тока сварки на величину ионной доли тока в катодной области при сварке на обратной полярности

Изучению процессов, протекающих в катодной области, посвящено большое количество работ, однако на многие вопросы, несмотря на их важность, нет определенных ответов.

В настоящем разделе рассматривается вопрос о зависимости ионной доли тока (β) в катодной области от величины сварочного тока ($I_{\text{св}}$) при сварке на обратной полярности.

Для ответа на этот вопрос рассмотрим уравнение Маккоуна, определяющее величину напряженности электрического поля у поверхности катода [53]:

$$E_{\kappa}^2 = 16\pi \left(\frac{m_e}{2e} \right)^{1/2} U_{\kappa}^{1/2} \frac{j_{\kappa}}{1 - j_{i\kappa} / j_{e\kappa}} \left[\left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{j_{i\kappa}}{j_{e\kappa}} - 1 \right], \quad (4.51)$$

где m_e — масса электрона, кг; m_i — масса иона, кг; e — заряд электрона, Кл; U_{κ} — катодное падение напряжения, В; j_{κ} — плотность тока в катодной области, А/м²; $j_{i\kappa}$, $j_{e\kappa}$ — плотности ионного и электронного токов в катодной области соответственно, А/м².

При обычных для электродуговой сварки плотностях тока, плотность тока в катодном пятне j_{κ} постоянна, т.е. $j_{\kappa} = \text{const}$ [64] (в связи с малой протяженностью катодной области можно с высокой степенью точности считать, что плотность тока в катодном пятне равна плотности тока в катодной области).

Рассматриваемый случай постоянства плотности тока в катодном пятне справедлив для сварки на обратной полярности, когда катодное пятно находится на изделии и расположено на поверхности сварочной ванны и стенках кратера. Действительно, при увеличении сварочного тока глубина проплавления изделия увеличивается, что приводит к увеличению площади стенок кратера и большему углублению поверхности сварочной ванны под дугой, т.е. к увеличению площади сварочной ванны, на которой расположено пятно. Поэтому в первом приближении можно считать, что оба эти явления, сопутствующие увеличению сварочного тока, приводят к постоянству плотности тока в катодном пятне, как при увеличении сварочного тока, так и при его уменьшении, так как в последнем случае уменьшается глубина проплавления изделия, а, значит, и площади поверхностей сварочной ванны и кратера, на которых расположено катодное пятно.

Рассмотрим, какие процессы произойдут в катодной области, если будет изменяться отношение $j_{i\kappa}/j_{e\kappa}$, косвенно характеризующее величину доли ионного тока в катодной области:

$$\beta = \frac{j_{i\kappa}}{j_{\kappa}} = \frac{1}{1 + (j_{i\kappa} / j_{e\kappa})^{-1}}. \quad (4.52)$$

Пусть при $U_k = \text{const}$ с увеличением $I_{cb} j_{ik}/j_{ek}$ уменьшается. Это должно при постоянстве j_k привести к одновременному увеличению j_{ek} и уменьшению j_{ik} , т.к. $j_{ik} + j_{ek} = j_k = \text{const}$. Рассмотрим, возможно ли это. В этом случае увеличение j_{ek} согласно уравнению Маккоуна должно уменьшать E_k , что в свою очередь должно привести к снижению эмиссии электронов из катода, т.е. к уменьшению j_{ek} . Следовательно, этот процесс самопроизвольно гасится, поддерживая отношение j_{ik}/j_{ek} постоянным, а, значит, постоянной и величину β .

Теперь рассмотрим возможность увеличения отношения j_{ik}/j_{ek} с увеличением I_{cb} . Это возможно при одновременном увеличении j_{ik} и уменьшении j_{ek} .

Увеличение j_{ik}/j_{ek} согласно уравнению Маккоуна приводит к увеличению E_k , что должно повлечь за собой одновременное увеличение количества эмитированных электронов, т.е. привести к увеличению j_{ek} . Следовательно и этот процесс самопроизвольно гасится, поддерживая постоянным отношение j_{ik}/j_{ek} , а, значит, постоянной и величину β (см. формулу (4.52)).

Рассмотрим теперь случай, когда с увеличением I_{cb} увеличивается и U_k , что отмечается в работе [63]. Поскольку в работе [63] не установлено изменяется ли j_k с увеличением I_{cb} , то будем как и раньше считать, что и в этом случае $j_k = \text{const}$. Рассмотрим все возможные в этом случае варианты.

Пусть j_{ik}/j_{ek} увеличивается при увеличении U_k . При этом возможен только один вариант: E_k увеличивается (см. формулу Маккоуна). В этом случае при $j_k = j_{ik} + j_{ek} = \text{const}$ возможно только увеличение j_{ik} при одновременном уменьшении j_{ek} . Однако при увеличении E_k эмиссия электронов должна увеличиваться, что должно привести к увеличению j_{ek} , следовательно этот процесс, согласно условиям рассматриваемого варианта, невозможен.

Теперь допустим, что отношение j_{ik}/j_{ek} уменьшается с увеличением U_k . В этом случае, согласно уравнению Маккоуна, возможны три варианта: E_k увеличивается, $E_k = \text{const}$ и E_k уменьшается.

Рассмотрим первый вариант, когда $j_{ик}/j_{ек}$ уменьшается, а E_k увеличивается при увеличении U_k , обусловленном увеличением $I_{св}$. В этом случае, при $j_k = \text{const}$ возможно только уменьшение $j_{ик}$ при одновременном увеличении $j_{ек}$, что при одновременном увеличении U_k должно увеличить энергию, выделяющуюся в ионизационной части катодной области, приносимую туда эмитированными электронами, а, значит, увеличить концентрацию ионов в этой области и, как следствие, увеличить $j_{ик} = en_i V_i$, где e — заряд электрона, n_i — концентрация ионов, V_i — скорость ионов у поверхности катода, равная $V_i = \sqrt{2eU_k / m_i}$, так как в этом случае наряду с увеличением n_i увеличивается и V_i в связи с увеличением U_k . Следовательно, этот процесс самопроизвольно затухает, так как при уменьшении $j_{ик}$ должно возрасть $j_{ик}$.

Теперь рассмотрим второй вариант, согласно которому $j_{ик}/j_{ек}$ уменьшается, а $E_k = \text{const}$ при увеличении U_k . При $j_k = j_{ик} + j_{ек} = \text{const}$ это возможно только при одновременном уменьшении $j_{ик}$ и увеличении $j_{ек}$. Поскольку U_k увеличивается, то, согласно формуле $j_{ек} = en_e V_e$, где n_e — концентрация электронов; $V_e = \sqrt{2eU_k / m_e}$ — скорость электронов после прохождения бесстолкновительной части катодной области, это дополнительно увеличивает $j_{ек}$. Увеличение $j_{ек}$ увеличивает энергию, приносимую эмитированными электронами в ионизационную часть катодной области, а, значит, увеличивает концентрацию ионов, что согласно формулам $j_{ик} = en_i V_i$ и $V_i = \sqrt{2eU_k / m_i}$ при увеличении U_k должно увеличивать $j_{ик}$. Это при $j_k = j_{ик} + j_{ек} = \text{const}$ приведет к уменьшению $j_{ек}$. Следовательно, этот процесс самопроизвольно затухает, так как увеличение $j_{ек}$ приводит к уменьшению $j_{ек}$.

Рассмотрим третий вариант, согласно которому при уменьшении $j_{ик}/j_{ек}$ E_k уменьшается при одновременном увеличении U_k , обусловленном увеличением $I_{св}$. Этот вариант, так же как и предыдущие, возможен только при одновременном уменьшении $j_{ик}$ и увеличении $j_{ек}$. Увеличение $j_{ек}$ при одновременном увеличении U_k приведет к увеличению энергии, идущей на

ионизацию атомов в ионизационной части катодной области, приносимой эмитированными электронами, что приведет к увеличению j_{ik} и, как следствие, к уменьшению j_{ek} при $j_k = j_{ik} + j_{ek} = \text{const}$. Следовательно и этот процесс самопроизвольно затухает, т.е. увеличение j_{ek} требует уменьшения j_{ek} .

Согласно проведенному анализу всех возможных вариантов величина β не изменяется при увеличении I_{cb} . Чтобы установить, что и с уменьшением I_{cb} величина β также не изменяется, проведем следующие рассуждения.

Пусть для случая увеличения сварочного тока, когда $I_{cb2} > I_{cb1}$ установлено, что $\beta_1 = \beta_2$. Поэтому при уменьшении сварочного тока от I_{cb2} до I_{cb1} величина β не изменяется, так как будет соблюдено равенство $\beta_1 = \beta_2$, обусловленное тем, что гистерезиса для величины β с изменением I_{cb} не должно быть в связи с практически мгновенным отрабатыванием процессов в катодной области при относительно чрезвычайно медленном по сравнению с ними изменением I_{cb} , так как «скорость» (время) возобновления процессов в катодной области имеет величину порядка $t = \ell_k / V_i$. При $V_i = \sqrt{2eU_k / m_i}$ и $U_k \approx 15$ В для железного электрода, масса иона которого равна $m_i = 9,26 \cdot 10^{-26}$ кг [22, 55] $t = 3,6 \cdot 10^{-8}$ с, что и является временем восстановления (возобновления) процессов в катодной области.

Теперь рассмотрим, чем именно определяется величина β . Скорость электронов в ионизационной части катодной области уменьшается до их скорости в столбе дуги, т.е. почти полностью. Из этого следует, что они отдают почти всю свою кинетическую энергию в ионизационной части катодной области с точностью до весьма малой величины, по порядку величины, равной $E_{ct}/E_k \approx 1,7 \cdot 10^{-5}$, где E_{ct} — напряженность электрического поля в столбе дуги, E_k — средняя напряженность электрического поля в катодной области, равная U_k/ℓ_k , где ℓ_k — длина катодной области, равная, согласно разделу 3.4, $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ м, $U_k \approx 15$ В [37] при $E_{ct} \approx 2,5 \cdot 10^3$ В/м [37]. Эта энергия, зависящая от U_k , расходуется на ионизацию атомов в катодной области. Следовательно, при увеличении U_k увеличивается

не только $j_{ек}$, но и концентрация ионов в катодной области, а, значит увеличивается и $j_{ик}$. Этот механизм и обуславливает саморегулирование величины β .

Поскольку, согласно разделу 4.2, катодная область почти полностью заполнена атомами материала катода, то величина β , согласно вышесказанному, будет определяться величиной U_k и потенциалом ионизации атомов катода, т.е. свойствами материала катода, и будет постоянной величиной для заданного материала катода независимо от величины сварочного тока.

Результаты проведенного анализа подтверждают правильность формулы для расчета величины β , приведенной в разделе 4.1, согласно которой β также не зависит от $I_{св}$. Этот вывод достаточно важен, так как правильная количественная оценка величины β весьма важна для изучения процессов в катодной области.

Выводы

1. Установлено, что при сварке на обратной полярности величина β не зависит от $I_{св}$ и определяется материалом катода.
2. Показано, что время восстановления катодных процессов имеет порядок 10^{-8} с.
3. Подтверждена правильность формулы для расчета величины β , приведенной в разделе 4.1.

4.17. Взаимовлияние поперечных размеров столба дуги и активных пятен

От диаметра столба дуги и размеров активных пятен зависит не только ширина сварного шва, но и размеры сварочной ванны, что при заданной величине тока определяет ак-

тивность перемешивания жидкого металла в ванне, а, значит, и интенсивность выгорания и распределения легирующих элементов, что, в конечном счете, определяет прочность сварного соединения. Поэтому изучение факторов, влияющих на диаметр столба дуги и размеры активных пятен, является не только теоретической, но и важной практической задачей.

В настоящее время нет единой точки зрения о соотношении поперечных размеров столба дуги у поверхности катода и размеров катодного пятна. Так, в работе [37] считается, что «процессы, определяющие плотность тока в столбе и на катоде, не связаны друг с другом». В работе [16] указывается, что размеры катодного пятна меньше поперечных размеров столба дуги. При этом делается ссылка на работу [53], в которой приводятся сведения об электрических разрядах, происходящих в условиях, далеких от сварочных.

Вместе с тем, в работе [51] площадь катодного пятна определялась по площади поперечного сечения столба дуги, что свидетельствует о том, что в этой работе размеры катодного пятна считаются равными поперечному сечению столба дуги у катода. В некоторых случаях считается, что размеры катодной области определяют размеры поперечного сечения столба [37].

В связи с тем, что эти точки зрения о соотношении размеров катодного пятна и поперечного сечения столба дуги у поверхности катода имеют противоречивый характер и этот вопрос специально не рассматривался в сварочной литературе, в настоящем разделе сделана попытка установить связь между этими величинами. Что весьма актуально, так как процесс сварки плавящимся электродом ведется именно на обратной полярности, когда катодное пятно находится на изделии.

В разделе 4.2 установлено, что при сварке плавящимся электродом катодная область почти полностью заполнена атомами материала катода, а ионная часть тока практически полностью переносится ионами, образованными из атомов катода. Из чего следует, что катодное падение потенциала (U_k)

не должно зависеть от защитного газа. А если атомы защитного газа все-таки в большем количестве находятся в катодной области и из них в значительной мере образуются ионы, переносящие ионную долю тока в катодной области, то наличие значительного количества атомов аргона с потенциалом ионизации $U_{iAr} = 15,8$ эВ при сварке в аргоне должно было бы привести к большему падению U_k по сравнению с наличием атомов углерода ($U_{iC} = 11,3$ эВ) и кислорода ($U_{iO} = 13,6$ эВ) [22] при сварке в углекислом газе, на которые распадается углекислый газ уже при температурах порядка $(5,5...6) \cdot 10^3$ К [50], а температура сварочной дуги в углекислом газе при сварке плавящимся электродом составляет $7 \cdot 10^5$ К [49]. Однако U_k при сварке в аргоне согласно работам [51, 63, 86] меньше, чем в CO_2 , что подтверждает несущественную роль атомов защитного газа в протекании основных процессов в катодной области.

С позиций раздела 4.2, изложенных выше, меньшее U_k при сварке в аргоне можно объяснить тем, что диаметр столба дуги в этом случае больше, чем при сварке в CO_2 , что при одинаковой величине сварочного тока приводит к увеличению площади катодного пятна в аргоне и уменьшению плотности тока в нем (j_k), что подтверждается сведениями, приведенными в работе [51].

Поскольку в катодной области почти нет атомов защитного газа, то величины U_k и j_k не зависели бы от защитного газа, если бы на размеры катодного пятна не оказывали влияние поперечные размеры столба дуги у поверхности катода, так как, как ранее выяснено, основные процессы в катодной области не зависят от защитного газа. Рассмотрим, как это можно доказать.

Прежде всего, отметим, что размеры катодного пятна должны с точностью до весьма малой величины, порядка длины свободного пробега иона, совпадать с поперечными размерами столба дуги у поверхности катода, так как длина катодной области, как отмечается в разделе 4.4, составляет $\sim 10^{-4}$ м и, в противном случае, наклон токовых линий (линий, по ко-

торым движутся ионы и электроны) относительно нормали к поверхности катода был бы очень большим и достигал бы почти 90° , т.е. движение ионов и электронов в катодной области было бы почти параллельным поверхности катода, что невозможно из энергетических соображений.

Теперь рассмотрим, действительно ли размеры катодного пятна определяют поперечные размеры столба дуги в одностороннем порядке или же и столб дуги может в зависимости от условий определять размеры катодного пятна.

Допустим, что диаметр столба дуги у поверхности катода увеличился. Это уменьшит j_k . Согласно формуле Маккоуна [53]:

$$E_k^2 = 16\pi \left(\frac{m_e}{2e} \right)^{1/2} U_k^{1/2} \frac{j_k}{1 - j_{ik}/j_{ek}} \left[\left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{j_{ik}}{j_{ek}} - 1 \right],$$

где E_k — напряженность электрического поля у поверхности катода, В/м; m_e — масса электрона, кг; m_i — масса иона, кг; e — заряд электрона, Кл; U_k — катодное падение потенциала, эВ; j_{ik} и j_{ek} плотности ионного и электронного токов в катодной области, А/м².

Уменьшение j_k при $j_{ik}/j_{ek} = \text{const}$, см. разделы 4.1 и 4.16, вызовет уменьшение E_k . Поскольку напряженность электрического поля в катодной области монотонно возрастает от столба дуги до поверхности катода, то это приведет к уменьшению U_k , что и наблюдается на практике [63, 86, 51].

Уменьшение U_k приведет к уменьшению скорости электронов (V_e), поступающих в ионизационную часть катодной области, а уменьшение E_k уменьшит концентрацию (количество) электронов (n_e), выходящих из катода, что уменьшит плотность электронного тока j_{ek} , определяемую по формуле $j_{ek} = en_e V_e$, и, соответственно, уменьшит энергию, приносимую электронами в ионизационную часть катодной области, расходующую на ионизацию атомов. Это вызовет уменьшение концентрации ионов (n_i) в катодной области и, как следствие, уменьшит E_k и U_k , а уменьшение U_k уменьшит скорость ионов

(V_i), что согласно формуле, определяющей величину ионного тока $j_{ik} = en_i V_i$, уменьшит и j_{ik} , т.е. будет наблюдаться одновременное уменьшение j_{ik} и j_{ek} , что приведет к уменьшению j_k , определяемой по формуле $j_k = j_{ik} + j_{ek}$. Уменьшение j_k , согласно формуле Маккоуна, повторно вызовет уменьшение E_k , что, согласно приведенным рассуждениям, опять уменьшит j_k и т.д. до полного распада катодного пятна. Если бы этот процесс происходил без ограничения, то дуга при любом возмущении гасла. На самом деле такого не наблюдается. Этот факт можно объяснить только тем, что процесс самопроизвольного уменьшения j_k (площади катодного пятна при постоянной величине сварочного тока) ограничивается поперечными размерами столба дуги, которые из энергетических соображений при определенном токе и условиях существования дуги имеют вполне определенные размеры*. Следовательно, столб дуги определяет размеры катодного пятна в том случае, если размеры катодного пятна меньше поверхности катода, на которой происходит разряд. Если же по какой-либо причине катодное пятно сжато, то оно будет определять размеры поперечного сечения столба дуги.

Это можно подтвердить следующими рассуждениями. На рис. 80 в положении *а* дуга находится в свободном состоянии и размеры катодного пятна определяются поперечными размерами столба дуги у поверхности неплавящегося катода. В положении *б* размеры катодного пятна на том же катоде и при той же величине тока ограничены стенками отверстия в неплавящейся весьма тонкой изоляционной пластине, что обуславливает уменьшение поперечных размеров столба дуги у поверхности катода. Аналогичное можно сказать и о взаимовлиянии столба дуги и анодного пятна.

* Кроме того, инерционность процессов в столбе дуги по порядку величины должна совпадать со временем исчезновения столба после мгновенного отключения источника питания, равного $10^{-2} \dots 10^{-3}$ с. Это на много порядков больше инерционности процессов в катодной области ($\sim 10^{-8}$ с), как показано в разделе 4.16. Большая инерционность процессов в столбе также будет способствовать стабилизации процессов в катодной области при их случайном изменении.

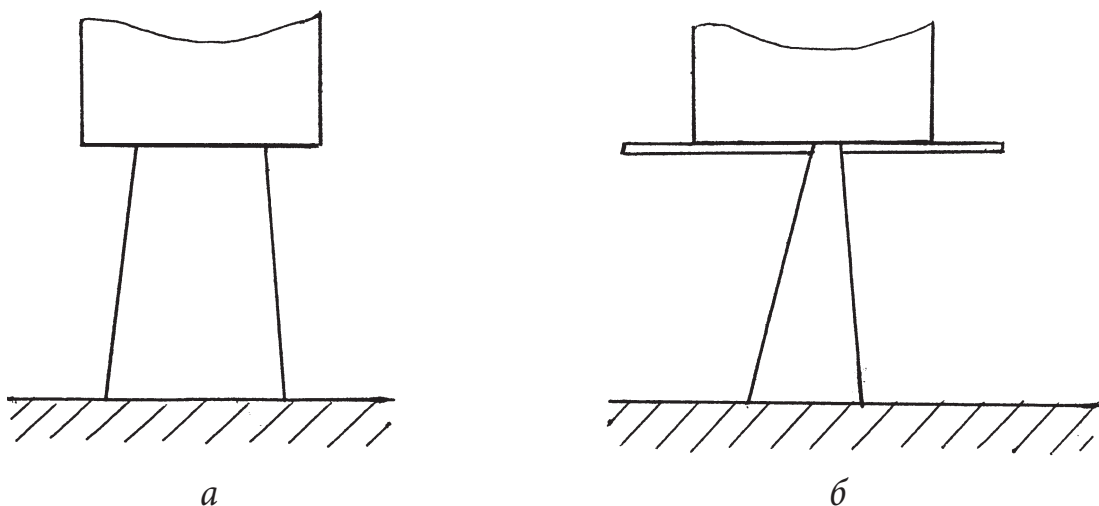


Рис. 80. Взаимовлияние поперечных размеров столба дуги и активных пятен

В подтверждение того, что катодное пятно и столб дуги находятся во взаимной зависимости, рассмотрим следующий факт. Известно, что при сварке на прямой полярности, катодное пятно, перемещаясь по поверхности капли, увлекает за собой столб дуги, что приводит к нестабильному положению дуги в пространстве.

Вместе с тем, при сварке на обратной полярности, при достаточно больших токах, когда катодное пятно находится на поверхности изделия, столб дуги и катодное пятно стабильно расположены в пространстве, что можно объяснить «жесткостью» столба, которую ему придают быстро движущиеся потоки плазмы. Стабильное расположение столба в пространстве в этом случае и обеспечивает фиксацию катодного пятна на поверхности изделия.

Из сказанного следует, что увеличить катодное пятно на поверхности изделия можно путем увеличения диаметра столба дуги, что достигается, например, путем введения легкоионизирующихся веществ (ЛИВ) в столб дуги путем нанесения их на поверхность плавящегося электрода [43], что собственно и обуславливает возможность получения струйного переноса при нанесении ЛИВ на плавящийся электрод при сварке на обратной полярности [87].

Выводы

1. Установлено, что поперечные размеры столба дуги у поверхности катода и размеры катодного пятна могут оказывать влияние друг на друга.
2. Самопроизвольный распад катодного пятна для случая, когда его площадь меньше площади рабочей поверхности катода, ограничивается поперечными размерами столба дуги энергетически выгодными при заданных условиях горения дуги.

4.18. Зависимость доли ионного тока в катодной области от сварочного тока

В разделе 4.16 показано, что при постоянной величине плотности тока в катодном пятне (j_k) величина ионной доли тока в катодной области (β) не зависит от величины сварочного тока (I_{cb}). В настоящем разделе сделана попытка определить зависимость β , равную:

$$\beta = \frac{I_i}{I_{cb}} = \frac{j_{ik}}{j_k} = \frac{1}{1 + (j_{ik} / j_{ek})^{-1}}, \quad (4.53)$$

где I_i , j_{ik} — ионный ток и плотность ионного тока катодной области, соответственно, А, А/м²; j_{ek} — плотность электронного тока в катодной области, А/м², от I_{cb} в условиях, когда j_k может зависеть от I_{cb} .

В работах [63, 86] установлено, что при сварке на прямой полярности с увеличением I_{cb} величина катодного падения напряжения (U_k) увеличивается и при сварке в аргоне увеличение I_{cb} от $I_{cb1} = 150$ А до $I_{cb2} \approx 280$ А вызывает увеличение U_k с $U_{k1} \approx 8,2$ В до $U_{k2} \approx 8,7$ В соответственно [63], т.е. на $\Delta U_k \approx 6$ %.

В разделе 4.8 установлено, что практически весь ток I_i переносится избыточными ионами, находящимися в катодной области. Поскольку U_k определяется величиной разности потенциалов между потенциалом избыточных положительных ионов в катодной области и потенциалом, образованным электронами, индуцированными на поверхности катода этими ионами, то величина потенциала избыточных ионов (ϕ_i), согласно разделу 4.11, будет равна $\phi_i = U_k/2$. Следовательно, в рассматриваемом случае при изменении I_{cb} от 150 А до ~ 280 А и соответствующем увеличении U_k на $\Delta U_k \approx 6\%$ ϕ_i увеличивается лишь на $\Delta \phi_i = U_k/2 \approx 3\%$. Величина ϕ_i равна [88]:

$$\phi_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_{in}}{r_n}, \quad (4.54)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м; r_n — расстояние от конкретного заряда g_{in} (заряда конкретного иона, Кл) до заданной точки пространства, в рассматриваемом случае поверхности катода по нормали к ней, м. Поскольку $\sum g_{in} = Q_i$, где Q_i — общий заряд избыточных ионов, Кл, то при $\Delta \phi_i \approx 3\%$ ΔQ_i также будет равно $\Delta Q_i \approx 3\%$. При этом общий заряд ионов в катодной области Q_i при изменении I_{cb} от I_{cb1} до I_{cb2} изменяется от Q_{i1} до $Q_{i2} = Q'_{i2} + \Delta Q_i$, где Q_{i1} , Q_{i2} — заряды всех избыточных ионов, обусловленные токами I_1 и I_2 соответственно, Кл; а ΔQ_i — приращение заряда ионов за счет соответствующего увеличения U_k (см. рис. 81). Поскольку в разделе 4.8 показано, что $I_i \approx Q_i V_i / \ell_{6,k}$, где $V_i = \sqrt{2eU_k / m_i}$ — скорость иона, м/с, где e — заряд электрона, Кл; m_i — масса иона, кг; $\ell_{6,k}$ — длина бесстолкновительной части катодной области, м, то относительное увеличение ионного тока ΔI_i , вызванное сопутствующим увеличением U_k при увеличении I_{cb} , с учетом изменения Q_i и V_i от U_k , будет равно:

$$\begin{aligned} \Delta I_i &= [(Q'_{i2} + \Delta Q_i) V_{i2} / \ell_{6,k} - Q_{i1} V_{i1} / \ell_{6,k}] / (Q_{i1} V_{i1} / \ell_{6,k}) \approx \\ &\approx [(1 + 0,03) Q_{i1} \cdot 1,0296 V_{i1} - Q_{i1} V_{i1}] / (Q_{i1} V_{i1}) \approx 0,06, \text{ т.е } 6\%. \end{aligned}$$

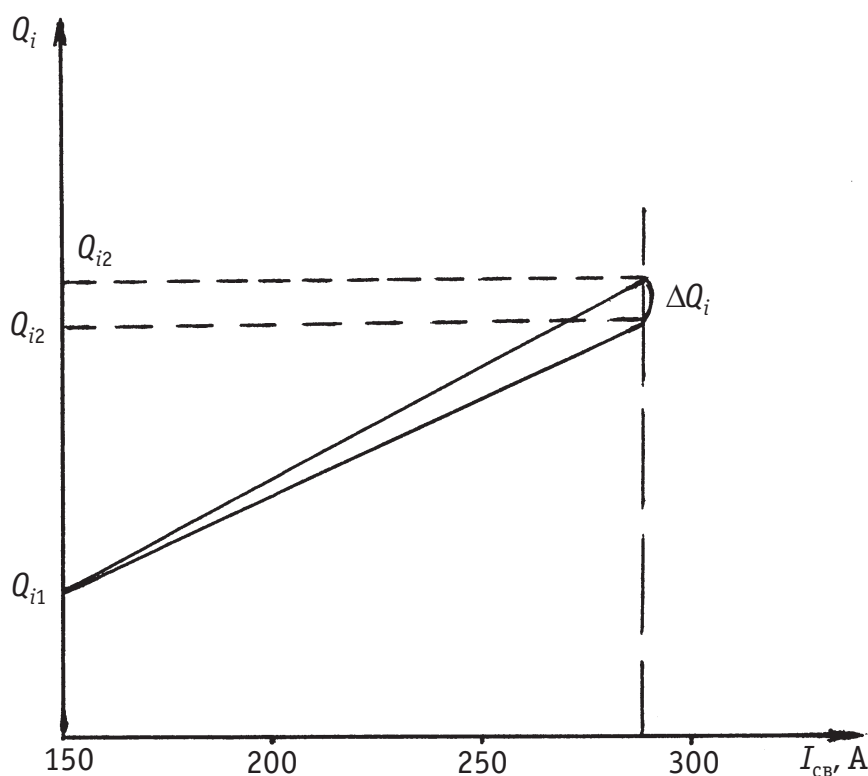


Рис. 81. Зависимость Q_i от I_{CB}

Рассмотрим теперь, каково увеличение электронного тока (I_e) в катодной области, обусловленное увеличением U_k на $\Delta U_k \approx 6\%$. В разделе 4.13 установлено, что эмиссия с катодов сварочных дуг полностью осуществляется путем термоэлектронной эмиссии, согласно которой j_{ek} равна [18]:

$$j_{ek} = BT^2 e^{-\frac{\phi e}{kT}}, \quad (4.55)$$

где B — константа, теоретическая величина которой равна $B = 1,2 \cdot 10^6 \text{ A}/(\text{м}^2\text{K}^2)$; T — температура катодного пятна, К; k — постоянная Больцмана, Дж/К; ϕ — работа выхода, В.

Согласно работе [53] на величину ϕ оказывает влияние напряженность электрического поля у поверхности катода (E_{Π}), величину которого можно определить по формуле Маккоуна [53], упрощенная запись которого приведена в работе [37]. Согласно этому уравнению $E_{\Pi}^2 = AU_k^{1/2}$, где A — коэффициент пропорциональности, зависящий от j_i/j_e и m_i , а согласно

эффекту Шотки, формула которого приведена в работе [53], величина $\Delta\phi$, на которую уменьшается величина ϕ под действием электрического поля, равна $\Delta\phi = cE_{\text{п}}^{1/2}$, где $c = \text{const}$ — коэффициент пропорциональности. Поэтому, согласно вышесказанному, зависимость $\Delta\phi$ от $U_{\text{к}}$ определяется формулой:

$$\Delta\phi = DU_{\text{к}}^{1/8}, \quad (4.56)$$

где D — коэффициент пропорциональности, определяемый величинами коэффициентов A и C .

Согласно сказанному формулу (4.55), при учете влияния $U_{\text{к}}$ на $j_{\text{ек}}$, можно переписать в виде:

$$j'_{\text{ек}} = BT^2 e^{-\frac{\phi - \Delta\phi}{kT}} = BT^2 e^{-\frac{\phi - DU_{\text{к}}^{1/8}}{kT}}. \quad (4.57)$$

При изменении $U_{\text{к}}$ от $U_{\text{к1}}$ до $U_{\text{к2}}$ в рассматриваемом диапазоне $I_{\text{св}}$ при $\phi = 4,3$ В [23] и $I_i/I_e = j_i/j_e \approx 1$ [64] получим, что для железного катода прирост $j'_{\text{ек}}$ составляет $\Delta j'_{\text{ек}} \approx 0,6$ %. Поскольку I_e и I_i проходят через одну и ту же поверхность, занятую катодным пятном ($S_{\text{к.п}}$), то можно считать, что $I_e = j_{\text{ек}} \cdot S_{\text{к.п}}$ и $I_i = j_{\text{ик}} \cdot S_{\text{к.п}}$ и что $\Delta I_e \approx 0,6$ % при изменении $U_{\text{к}}$ от $U_{\text{к1}}$ до $U_{\text{к2}}$, а $\Delta j_{\text{ик}} \approx 6$ %. Из чего следует, что величина отношения $I_i/I_e = j_{\text{ик}}/j_{\text{ек}}$ при изменении $U_{\text{к}}$ в рассматриваемом интервале изменяется на величину $\Delta(I_i/I_e) = \Delta(j_{\text{ик}}/j_{\text{ек}}) = \Delta I_i / \Delta I_e = \Delta j_{\text{ик}} / \Delta j'_{\text{ек}} = 1,06/1,006 \approx 1,05$. Если $\Delta(I_i/I_e)$ рассчитывать по формуле:

$$\Delta\left(\frac{I_i}{I_e}\right) = \frac{I_{i2}/I_{e2} - I_{i1}/I_{e1}}{I_{i1}/I_{e1}}, \quad (4.58)$$

где I_{i1} , I_{e1} , I_{i2} , I_{e2} — величины ионного и электронного токов при $U_{\text{к1}}$ и $U_{\text{к2}}$, соответственно, А, считая, согласно работе [64] и разделу 4.1, что $I_{i1}/I_{e1} \approx 1$, то получим $\Delta(I_i/I_e) \approx 0,05$, т.е. 5 %.

Поскольку точность обычного эксперимента при сварке составляет (3...5) %, то величину отношения I_i/I_e в рассматриваемом диапазоне $I_{\text{св}}$ можно считать примерно постоянной. Однако для расчетов, в которых необходима большая точность, можно пользоваться формулами:

$$\Delta \left(\frac{I_i}{I_e} \right) \approx 4,1 \cdot 10^{-4} \Delta I_{\text{св}}, \quad (4.59)$$

$$\Delta \beta \approx 9,2 \cdot 10^{-5} \Delta I_{\text{св}}. \quad (4.60)$$

Числовой коэффициент в формуле (4.59) получен путем следующих вычислений. Поскольку, согласно формуле (4.58), $\Delta(I_i/I_e) = (I_{i2}/I_{e2})/(I_{i1}/I_{e1}) - 1 \approx 0,0537$, так как $I_{i2} = 1,06 I_{i1}$ и $I_{e2} = 1,006 I_{e1}$, а $\Delta I_{\text{св}} = I_{\text{св}2} - I_{\text{св}1} \approx 130$ А, то величина отношения $\Delta(I_i/I_e)/\Delta I_{\text{св}} \approx 4,1 \cdot 10^{-4}$ и формулу (4.59) при увеличении $I_{\text{св}}$ от $I_{\text{св}1}$ до $I_{\text{св}2}$ можно записать в виде:

$$\frac{I_{i2}}{I_{e2}} = \frac{I_{i1}}{I_{e1}} \left[1 + 4,1 \cdot 10^{-4} (I_{\text{св}2} - I_{\text{св}1}) \right]. \quad (4.61)$$

Числовой коэффициент в формуле (4.60) получен путем следующих рассуждений. При увеличении $U_{\text{к}}$ от $U_{\text{к}1}$ до $U_{\text{к}2}$ величина β изменяется от $\beta_1 = 1/[(I_{i1}/I_{e1})^{-1} + 1] = 0,5$ при $I_{i1}/I_{e1} \approx 1$ [64] до $\beta_2 = 1/[(I_{i2}/I_{e2})^{-1} + 1] = 0,512$, следовательно, $\Delta\beta/\Delta I_{\text{св}} = (\beta_2 - \beta_1)/(I_{\text{св}2} - I_{\text{св}1}) \approx 9,2 \cdot 10^{-5}$. Поэтому формулу (4.60) можно записать в виде:

$$\beta_2 = \beta_1 + 9,2 \cdot 10^{-5} (I_{\text{св}2} - I_{\text{св}1}). \quad (4.62)$$

Согласно проведенным вычислениям в рассмотренном диапазоне токов $j_e \approx \text{const}$ и $j_i \approx \text{const}$. Это значит, что увеличение $I_{\text{св}}$ происходит при $j_{\text{к}} = j'_e + j_i \approx \text{const}$. Следовательно, увеличение $I_{\text{св}}$ должно сопровождаться соответствующим увеличением $S_{\text{к.п}}$. Этот вывод подтверждается сведениями, приведенными в работах [64, 25], где в работе [64] установлено, что при плотностях тока, обычно применяемых при сварке $j_{\text{к}} \approx \text{const}$, а в работе [25] подтверждается, что с увеличением $I_{\text{св}}$ $S_{\text{к.п}}$ увеличивается.

Поскольку, согласно разделу 4.16, скорость восстановления процессов в катодной области во много раз больше скорости изменения $I_{\text{св}}$ при любых способах сварки, гистерезиса отношения I_i/I_e , а значит, и β при изменениях величины $I_{\text{св}}$ не

должно быть. Это означает, что и при уменьшении $I_{\text{св}}$ отношение I_i/I_e , а значит, и β примерно постоянны.

Проведенные рассуждения подтверждают формулу для определения величины β , полученной в разделе 4.1, согласно которой β непосредственно не зависит от $I_{\text{св}}$. Это достаточно важно, так как подтверждение этой формулы, полученное в настоящем разделе свидетельствует о правильности этой формулы, что позволяет считать, что величина β , вычисленная по этой формуле, имеет достаточно высокую степень достоверности. Действительно, согласно разделу 4.1:

$$\beta = \frac{U_{\text{к}}/U_i}{1 + U_{\text{к}}/U_i}, \quad (4.63)$$

где U_i — потенциал ионизации атомов в катодной области, В.

Полагая $U_{\text{к1}} = 8,2$ В, $U_{\text{к2}} = 8,7$ В и для железа $U_i = 7,9$ В [22], получим, что $\Delta\beta = (\beta_2 - \beta_1)/\beta_1 = 0,029$ или 2,9 %, а, согласно формуле (4.60) настоящего раздела $\Delta\beta \approx 0,024$ или 2,4 %, что подтверждает сделанный ранее вывод о достаточно высокой степени точности при расчете величины β по формуле (4.63), а также свидетельствует о том, что оба раздела (настоящий и раздел 4.1), несмотря на различные подходы к рассматриваемому вопросу, не только количественно, но и качественно правильно отражают реальные процессы, происходящие в катодной области сварочных дуг.

Выводы

Показано, что с увеличением $I_{\text{св}}$ отношение I_i/I_e и β незначительно увеличиваются, причем это увеличение обусловлено сопутствующим возрастанию $I_{\text{св}}$ некоторым увеличением $U_{\text{к}}$.

Подтверждена правильность формулы для вычисления β , полученной в разделе 4.1, что подтверждает ее достоверность.

4.19. Соотношение величин катодного падения напряжения и сварочного тока

Несмотря на важность изучения процессов в катодной области и достаточно большое количество работ, посвященных их изучению, в настоящее время нет полной уверенности, что современные представления об этих процессах верны. Кроме того, вопрос о соотношении величин катодного падения напряжения (U_k) и сварочного тока ($I_{св}$) с теоретических позиций в сварочной литературе не рассматривался. Поэтому целью настоящего раздела является рассмотрение этого вопроса.

Вначале рассмотрим, что произойдет, если при $I_{св} = \text{const}$ U_k уменьшится. В этом случае уменьшится и плотность электронного тока ($j_{ек}$) в катодной области, равная $j_{ек} = e n_e V_e$, где e — заряд электрона, Кл; n_e — концентрация электронов, $1/\text{м}^3$; V_e — скорость электронов, прошедших бесстолкновительную часть катодной области, м/с, так как $V_e = \sqrt{2eU_k / m_e}$, где m_e — масса электрона, кг. Это уменьшит энергию, приносимую электронами в ионизационную часть катодной области для ионизации атомов катода, которые, согласно разделу 4.2, почти полностью заполняют катодную область. Следовательно, уменьшится концентрация ионов (n_i) в ионизационной части катодной области, что приведет к уменьшению напряженности электрического поля как в самой катодной области (E), так и у поверхности катода (E_k), так как напряженность поля в катодной области создается избыточным положительным зарядом, создаваемым ионами [53]. Это означает, что уменьшится, во-первых, количество эмитированных электронов и, во-вторых, уменьшится U_k , величина которого определяется формулой $U_k = f(E, \ell_{б.к})$, где $\ell_{б.к}$ — длина бесстолкновительной части катодной области, м (в рассматриваемом случае в первом приближении можно считать, что $\ell_{б.к} = \text{const}$). Оба этих параметра приведут к повторному уменьшению $j_{ек}$, что вновь,

согласно приведенным рассуждениям, уменьшит $j_{ек}$ и т.д. до тех пор, пока плотность тока в катодной области не станет равной нулю. Следовательно, этот процесс невозможен, так как сварочная дуга может гореть сколь угодно долго как при сварке плавящимся, так и при сварке неплавящимся электродом. Как указывается в разделе 4.17, этот процесс самопроизвольного распада катодной области ограничивается поперечными размерами столба дуги у поверхности катода, величина которых вполне определена из энергетических соображений при конкретных условиях сварки.

Теперь рассмотрим, что произойдет, если U_k увеличится при $I_{св} = \text{const}$. Увеличение U_k приведет к увеличению V_e , а, значит, и $j_{ек}$. Это вызовет увеличение концентрации ионов (n_i), что повлечет за собой, во-первых, увеличение напряженности поля в катодной области, что, в свою очередь, увеличит количество эмитированных электронов, и, во-вторых, увеличит U_k при $\ell_k = \text{const}$. Обе эти причины приведут к повторному увеличению $j_{ек}$ и, как следствие, вновь вызовут увеличение E_k и U_k , что приведет к повышению $j_{ек}$ и т.д. до полного стягивания катодного пятна на бесконечно малой площадке, так как в рассматриваемом случае $I_{св} = \text{const}$. Этот процесс, по ранее высказанным причинам, также ограничивается поперечными размерами столба дуги у поверхности катода*. Из чего следует, что при заданной величине $I_{св}$ величина U_k не может ни уменьшиться, ни увеличиться, но поскольку при этом U_k имеет вполне определенное значение, то это означает, что каждой определенной величине $I_{св}$ однозначно соответствует вполне

* Поскольку U_k , равно как и любая другая величина, обусловленная взаимодействием огромного количества частиц, в данном случае ионов и электронов, взаимодействие которых приводит к образованию положительного избыточного заряда, обуславливающего U_k , не может быть абсолютно постоянной, то U_k с течением времени то увеличивается, то уменьшается, колеблясь около средней величины $U_{k,ср}$. Поэтому, согласно вышеприведенным рассуждениям, дуга не могла бы существовать, если бы столб дуги не ограничивал размеры катодного пятна.

определенная величина U_k . Причем, это соответствие определяется материалом катода и его работой выхода. Вышесказанное относится к сварке на обратной полярности, когда катодное пятно находится на изделии и может свободно увеличиваться, сохраняя примерно постоянной величину j_k при увеличении I_{cb} или уменьшится при уменьшении I_{cb} .

Когда катодное пятно находится на электроде, то с увеличением I_{cb} увеличение размеров катодного пятна ограничено поперечным сечением электрода и размерами капли, по крайней мере, в начальный период формирования капли при крупнокапельном переносе и во все время горения дуги при струйном переносе. Это приводит к тому, что с увеличением I_{cb} j_k тоже увеличивается. При увеличении I_{cb} и соответствующем увеличении j_k возможны только три варианта: 1) U_k при этом уменьшается; 2) U_k остается постоянным; 3) U_k увеличивается.

Рассмотрим возможность первого варианта. Ранее было установлено, что уменьшение U_k приводит к уменьшению j_{ek} , что вызывает уменьшение j_k , величина которой равна $j_k = j_{ik} + j_{ek} = \beta j_k + j_{ek}$ или $j_{ek} = j_k - \beta j_k$, где β — величина ионной доли тока в катодной области, равная $\beta = j_{ik}/j_k$, так как согласно разделу 4.16 $\beta = \text{const}$ при заданном материале катода. Следовательно, этот процесс невозможен, так как по условию задачи j_k увеличивается при уменьшении U_k .

Аналогичные рассуждения показывают, что увеличение или уменьшение j_k при $U_k = \text{const}$ также невозможно, так как в этом случае энергия электронов, идущая на ионизацию атомов катода в ионизационной части катодной области, равная $eU_k = \text{const}$, свидетельствует о том, что количество ионов, образованных одним электроном, постоянно, а, значит, косвенно и о постоянстве β . Это, в свою очередь, свидетельствует о постоянстве ионизационных условий в катодной области, т.е. о постоянстве n_i и n_e , что при $U_k = \text{const}$ и заданной массе ионов, образующихся из атомов катода, свидетельствует о постоян-

стве j_{ik} и j_{ek} , так как $j_{ik} = en_i V_i$, где $V_i = \sqrt{2eU_k / m_i}$ (m_i — масса иона) и $j_{ek} = en_e V_e$, где $V_e = \sqrt{2eU_k / m_e}$ (m_e — масса электрона). Поскольку $j_{ik} + j_{ek} = j_k$, то в этом случае $j_k = \text{const}$, что противоречит условию второго варианта, согласно которому при $U_k = \text{const}$ j_k увеличивается, следовательно, и этот вариант невозможен.

Рассмотрим третий вариант, когда U_k и j_k увеличиваются одновременно. Согласно ранее проведенным рассуждениям, с увеличением U_k увеличивается j_{ek} , поскольку $j_{ek} = j_k - \beta j_k$, где $\beta = \text{const}$, то это приведет к увеличению и j_k , что совпадает с условием задачи. Следовательно, этот вариант не имеет внутренних взаимокомпенсирующих процессов и может развиваться самостоятельно, вплоть до чрезвычайно больших j_k . Однако этот процесс сужения катодного пятна ограничивается, как ранее отмечалось, поперечными размерами столба дуги.

Согласно проведенным рассуждениям, при увеличении $I_{св}$ возможно только увеличение U_k . Этот вывод подтверждается экспериментальными сведениями, приведенными в работе [63], в которой показано, что с увеличением $I_{св}$ при сварке на прямой полярности U_k несколько увеличивается, что свидетельствует о правильности не только этих, но и ранее проведенных рассуждений.

Выводы

Теоретически установлено, что с увеличением $I_{св}$ при сварке на прямой полярности увеличивается и U_k , что подтверждается экспериментально.

4.20. Концентрация легкоионизирующихся веществ в катодной области

Известно, что при сварке проволокой с покрытием из легко ионизирующихся веществ (ЛИВ) наибольшее влияние эти вещества оказывают на катодную область [25]. Однако, каким способом ЛИВ попадают в катодную область и какова их концентрация в этой области, неизвестно. Поэтому целью настоящего раздела является определение механизма попадания ЛИВ в катодную область и оценка их концентрации в этой области.

Чтобы определить концентрацию атомов ЛИВ в катодной области, вначале определим, как они в нее попадают. Это может происходить тремя способами: либо ЛИВ попадают в катодную область, переходя по мере движения проволоки в зону плавления с поверхности твердого металла на боковую поверхность капли и затем в катодное пятно, либо, испаряясь с поверхности проволоки, транспортируются в столб дуги газовыми потоками и уже из столба попадают в катодную область. Либо и тем и другим способами одновременно. Для определения этого проанализируем следующие факты.

1. Обычно наносимые на проволоку ЛИВ (Na, K, Rb, Cs) имеют очень малые коэффициенты поверхностного натяжения (σ), так $\sigma_{\text{Na}} = 0,19 \text{ Н/м}$, $\sigma_{\text{K}} = 0,1 \text{ Н/м}$, $\sigma_{\text{Rb}} = 0,09 \text{ Н/м}$, $\sigma_{\text{Cs}} = 0,06 \text{ Н/м}$ при температурах 371 К, 337 К, 312 К, 302 К соответственно [22]. Поэтому, находясь на жидком металле проволоки Св-08Г2С, σ которой равен 1,2 Н/м [40, 41] при температуре близкой к температуре плавления $T_{\text{пл}} \approx 1800 \text{ К}$ [22], эти ЛИВ, при температуре поверхности капли равной $T_{\text{к}} \geq 2000 \text{ К}$, в десятки раз снижали бы σ капли, что, несомненно, оказывало бы влияние на размеры капли, даже если бы они находились на поверхности капли чрезвычайно тонким слоем толщиной в один атом. Однако при сварке на прямой полярности на докритических режимах размеры капель при сварке проволокой с покрытием

из ЛИВ и без них одинаково крупные и значительно превышают диаметр проволоки. Это свидетельствует об отсутствии ЛИВ на поверхности капли.

2. При сварке проволокой с покрытием из Na_2CO_3 и Cs_2CO_3 на торце проволоки иногда наблюдается крупная капля, висющая сбоку от электрода, в нижней части которой по оси дуги, находящейся сбоку от электрода под каплей, наблюдается струйный перенос, что доказывает то, что ЛИВ попадают в катодную область не через боковую поверхность капли, так как в противном случае крупная капля не могла бы существовать из-за значительного снижения σ .

3. Экспериментально установлено, что наличие обычно применяемых ЛИВ на поверхности проволоки, не оказывает влияния на величину σ проволоки Св-08Г2С [41], что свидетельствует об их отсутствии на поверхности капли.

4. Экспериментально установлено, что при сварке проволокой Св-08Г2С $d_{\text{п}} = 1,6$ мм с покрытием из Na_2CO_3 и Cs_2CO_3 эти вещества при температуре разложения, например, Cs_2CO_3 , равной ~ 880 К [62] на расстоянии $\sim 1,5 d_{\text{п}}$ от границы плавления отсутствуют на поверхности проволоки (см. рис. 82). Эксперименты проводились следующим способом. При струйном переносе металла в зону дуги подавалась струя охлажденного углекислого газа, что приводило к обрыву дуги и быстрому охлаждению проволоки, и одновременно отключалась подача проволоки, что предотвращало утыкание проволоки в ванну. После чего спектральным методом определялось относительное количество вещества покрытия (К) в условных единицах (у.е.) на поверхности проволоки. Сведения, приведенные на рис. 82, показывают, что у торца электрода количество покрытия не менее чем в 120 раз меньше, чем на ее ненагретых участках (так как при измерениях считается, что точность метода измерения меньше половины наименьшего деления его шкалы [89]). Это косвенно подтверждает, что вся масса покрытия из ЛИВ у границы плавления испаряется.

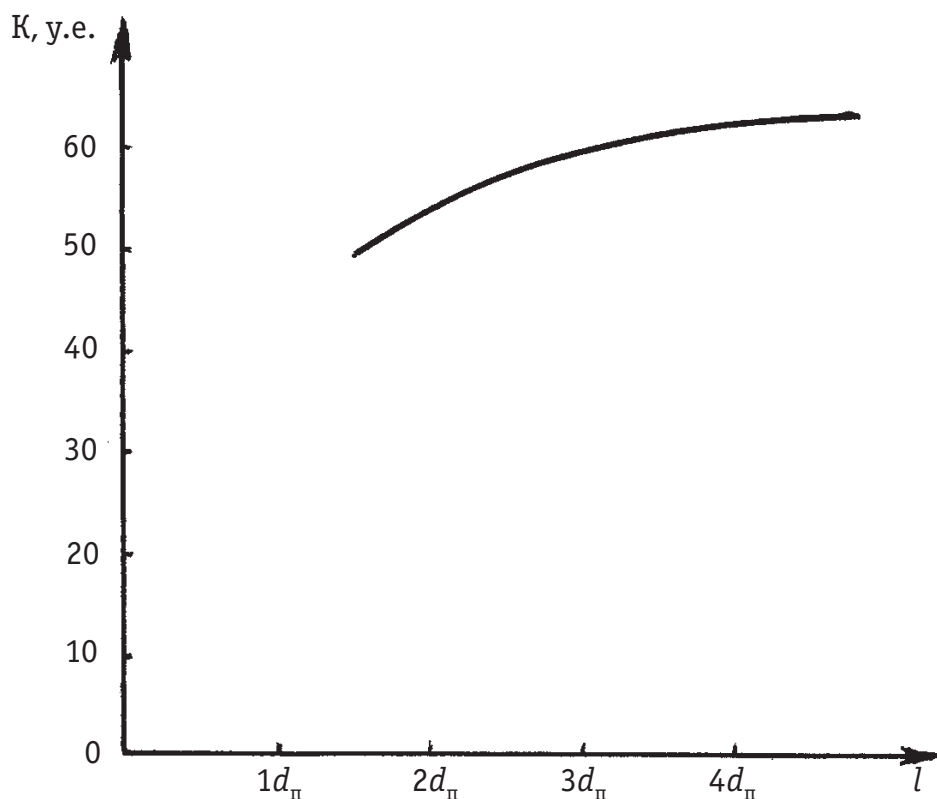


Рис. 82. Распределение количества (K) ЛИВ на поверхности проволоки Св-08Г2С диаметром 1,6 мм в зависимости от расстояния до границы плавления при сварке со струйным переносом металла на прямой полярности в условных единицах (у.е.)

5. Кроме того, если считать, что основной причиной образования струйного переноса является снижение σ жидкого металла при попадании на его поверхность ЛИВ, то величина критического тока $I_{\text{кр}}$ не зависела бы от полярности и, во всяком случае, действие одного и того же ЛИВ при сварке на прямой и обратной полярности имело одинаковый характер. Однако, согласно работе [90], величины $I_{\text{кр}}$ при сварке на прямой и обратной полярностях для одних и тех же ЛИВ при одинаковом их количестве на проволоке различны, а наличие на проволоке Cs при сварке на прямой полярности уменьшает $I_{\text{кр}}$, а при сварке на обратной полярности увеличивает $I_{\text{кр}}$. Это означает, что ЛИВ не влияет на величину σ как при струйном, так и при капельном переносе (как это было показано ранее),

т.е. их нет на жидком металле в обоих случаях. Из этого следует, что атомы ЛИВ попадают в катодную область из столба дуги, в который они транспортируются газовыми потоками после испарения с твердой поверхности проволоки вблизи от границы плавления. Попасть непосредственно в катодную область с газовыми потоками атомы ЛИВ не могут, так как толщина катодной области мала и составляет согласно разделу 4.4 $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ м.

Поскольку установлено, что атомы ЛИВ попадают в катодную область из столба дуги, то должна быть связь между их концентрацией в столбе и в катодной области.

При установившемся процессе число частиц ЛИВ, входящих из столба в катодную область и выходящих из нее, должны быть одинаковыми, так как их конденсация на активном пятне с температурой ~ 3160 К для железного электрода [22] в связи с ранее сказанным маловероятна. Допустим, что в катодную область могут входить как нейтральные атомы ЛИВ, так и ионы, а из катодной области в столб дуги могут выходить только нейтральные атомы ЛИВ, так как электрическое поле катодной области, имеющее высокую напряженность, препятствует движению ионов от катода. Поэтому в установившемся режиме, когда количество вошедших в катодную область частиц ЛИВ и вышедших из нее будет одинаковым, можно записать:

$$n_{\text{аст}} + n_{\text{ист}} = n_{\text{ак}}, \quad (4.64)$$

где $n_{\text{аст}}$ и $n_{\text{ист}}$ — концентрация атомов и ионов ЛИВ в столбе соответственно, $1/\text{м}^3$; $n_{\text{ак}}$ — концентрация атомов ЛИВ в катодной области, $1/\text{м}^3$.

Полагая, что $n_{\text{аст}} + n_{\text{ист}} = n_{\text{ст}}$, получим

$$n_{\text{ст}} = n_{\text{ак}}. \quad (4.65)$$

Допустим, что в столбе дуги и в катодной области ионизационные процессы достаточно полно описываются уравнением Саха [79]:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = 2 \frac{g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e}{h} \right)^{3/2} \frac{(kT)^{5/2}}{p} \exp\left(-\frac{U_i}{kT}\right),$$

где α — степень ионизации, равная $\alpha = n_i/(n_a + n_i)$, n_i и n_a — концентрации ионов и атомов, соответственно, $1/\text{м}^3$; g_i и g_a — статистические веса иона и атома соответственно; m_e — масса электрона, кг; k — постоянная Больцмана, Дж/К; h — постоянная Планка, Дж·с; p — давление газа, Н/м²; U_i — потенциал ионизации атома, В; T — температура газа, К.

При этом, если учесть, что согласно разделу 4.9 в катодной области преобладает ударная ионизация, а также то, что согласно разделу 3.5 энергия ионизации возбужденного атома значительно меньше, чем у невозбужденного, то можно считать, что полученные при нижеследующих расчетах данные о величинах концентрации атомов ЛИВ в катодной области являются нижней границей их реальной величины. А реальная величина концентрации атомов ЛИВ в катодной области значительно больше.

Для катодной области уравнение Саха можно записать в виде:

$$\frac{\alpha_k^2}{(1-\alpha_k^2)} = \frac{LkT_k}{p_k}, \quad (4.66)$$

где α_k — степень ионизации атомов ЛИВ в катодной области, равная $\alpha = n_{ik}/(n_{ak} + n_{ik})$, n_{ik} — концентрация ионов ЛИВ в катодной области, $1/\text{м}^3$; T_k — температура ионизационной части катодной области, К; p_k — давление газа в ионизационной части катодной области, Н/м², $L = 2(g_i/g_a) (2\pi m_e kT_k/h^2) \exp[-U_i/(kT_k)]$.

Давление газа при однократной ионизации определяется формулой:

$$p_k = (n_{ak} + n_{ik} + n_{ek})kT_k = (n_{ak} + 2n_{ik})kT_k. \quad (4.67)$$

Подставляя формулу (4.67) в формулу (4.66) и производя преобразования, получим:

$$\alpha_k^2 = \frac{L}{(n_{ak} + 2n_{ik} + L)}. \quad (4.68)$$

Подставляя значение α_k из формулы (4.68) в (4.66), получим

$$2n_{ik} + n_{ak}n_{ik} - 2Ln_{ak}n_{ik} - Ln_{ak} = 0, \quad (4.69)$$

с учетом формулы (4.65) получим:

$$2n_{ik}^3 + n_{CT}n_{ik}^2 - 2Ln_{CT}n_{ik} - Ln_{CT}^2 = 0. \quad (4.70)$$

Для численного решения полученного уравнения необходимо знать величину n_{CT} , которую можно определить по формуле:

$$n_{CT} = \frac{GN_A V_{n.n}}{MS_{CT} V_{z.n}}, \quad (4.71)$$

где G — масса ЛИВ, находящегося на 1 м проволоки, кг/м; N_A — число Авогадро, моль⁻¹; M — молекулярный вес ЛИВ, например, Cs₂CO₃, кг; S_{CT} — площадь поперечного сечения столба, м²; $V_{г.п}$ — скорость газовых потоков в столбе, м/сек, или по формуле:

$$n_{CT} = \frac{N}{S_{CT} V_{z.n}}, \quad (4.72)$$

где N — количество молей ЛИВ, транспортируемых в дугу в единицу времени, что позволяет пользоваться сведениями, приведенными в работах [90, 42].

Согласно работам [54, 21] при сварке проволокой с ЛИВ на прямой полярности в СО₂ при струйном переносе $V_{г.п} \approx (1...2) \times 10^3$ м/сек. Допустим, что диаметр дуги примерно равен двум диаметрам проволоки и для проволоки диаметром 1,6 мм равен ~ 3 мм.

Величину T_k примем равной температуре столба дуги, тогда $T_k \approx 5000$ К [49]. Тогда согласно формуле (4.72) и сведениям, приведенным в работах [90, 42, 32, 33], получим что n_{CT} имеет порядок, равный 10^{20} 1/м³, что позволяет определить величину n_{ik} по уравнению (4.70). Результаты вычислений приведены на рис. 83, из которого следует, что для щелочных металлов n_{ik} примерно на два порядка больше n_{CT} и при одной и той же концентрации атомов ЛИВ в столбе тем больше, чем

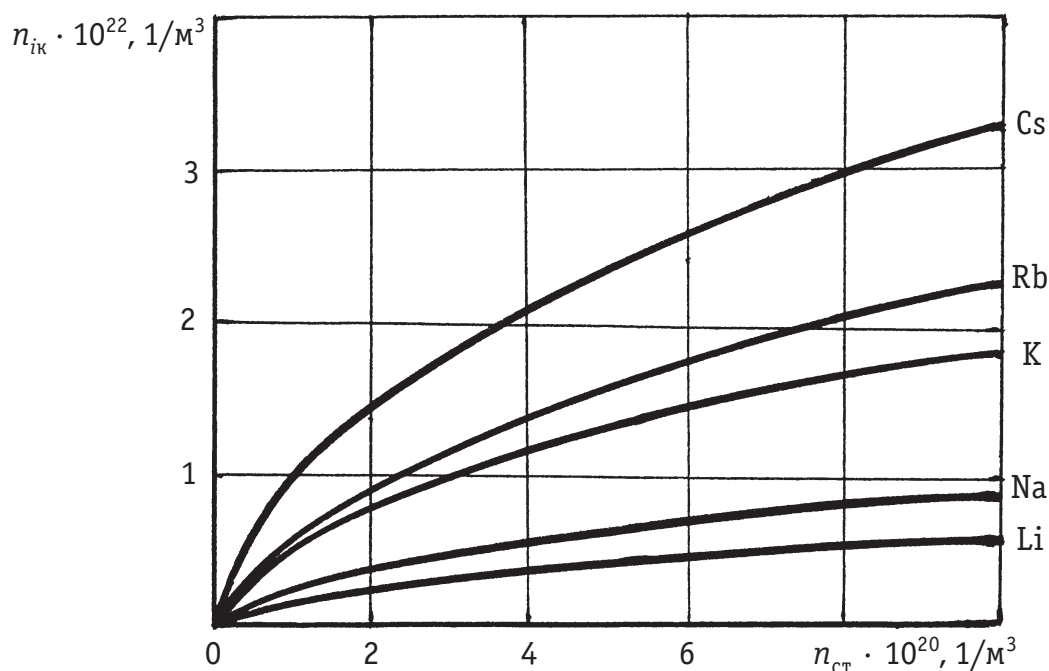


Рис. 83. Зависимость n_{ik} от n_{ct} при температуре газа в столбе дуги и в катодной области, равной 5000 К

меньший потенциал ионизации имеет это ЛИВ. Необходимо отметить, что при $T_k \approx 5000$ К общая концентрация частиц ЛИВ в катодной области близка к n_{ik} .

Согласно рис. 83 $n_{ik,Cs} = (1...3) \cdot 10^{22} 1/m^3$ при $n_{ct,Cs} = (1...8) \times 10^{20} 1/m^3$, а концентрация атомов железа, определяемая по формуле $n = p/(kT_k)$, где p — давление газа, $1/m^3$ [46], при $p = 10^5$ Н/м² составляет $n = 1,45 \cdot 10^{24} 1/m^3$. Согласно работе [37] α для атомов железа при $T_k \approx 5000$ К составляет $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-3}$, следовательно, концентрация ионов железа в катодной области $n_{ikFe} \approx 4,4 \cdot 10^{22} 1/m^3$, а отношение $n_{ik,Cs}/n_{ikFe}$ при изменении $n_{ct,Cs} = (1...8) \cdot 10^{20} 1/m^3$ составляет $\sim (0,2...0,7)$. Это значит, что ионы цезия переносят значительную часть ионного тока в катодной области и согласно работе [42] должны оказывать существенное влияние на величину $I_{кр}$, что подтверждается сведениями об $I_{кр}$, приведенными на рис. 2 работы [42], что в свою очередь подтверждает правильность определения n_{ik} в настоящей работе, а также правильность выводов и самой работы [42].

Выводы

1. Показано, что ЛИВ попадают в катодную область из столба дуги и концентрация их частиц в катодной области составляет $\sim 10^{22} \text{ 1/м}^3$, и тем больше, чем меньше потенциал ионизации данного ЛИВ.
2. Показано, что концентрация частиц ЛИВ в катодной области примерно на два порядка больше, чем в столбе дуги.
3. Показано, что ионы атомов ЛИВ переносят значительную часть ионного тока в катодной области.

4.21. Температура плазмы в катодной области

Процессы, происходящие в катодной области, в особенности при сварке на обратной полярности, определяют как формирование сварочного шва, так и его химический состав, то есть в конечном итоге влияют на прочностные свойства сварного соединения. Поэтому любые сведения о процессах в катодной области имеют не только теоретическую, но и практическую ценность.

В настоящем разделе рассмотрен вопрос о температуре плазмы в катодной области, который ранее вообще не рассматривался.

В разделе 4.4. показано, что длина катодной области при сварке неплавящимся электродом в аргоне составляет 16, 17 длин свободного пробега электрона в этой среде. Согласно работе [94], длина свободного пробега электрона равна $\sim 5,6$ длин свободного пробега атомов элемента, из которого состоит рассматриваемая плазма. Следовательно, длина катодной области составляет примерно 90...95 длин свободного пробега атомов аргона в катодной области.

Вполне допустимо считать, что длина катодной области и при сварке плавящимся электродом, как на прямой, так и на обратной полярностях, имеет примерно такую же длину.

Рассмотрим процесс сварки на прямой полярности в углекислом газе, для которого в разделе 4.2. установлено, что катодная область в этом случае почти полностью состоит из атомов материала электрода, а ионный ток в этой области полностью переносится ионами металла электрода* и определим, как на температуру плазмы в этой области влияет проходящий через нее электрический ток.

В разделе 4.9. показано, что электроны, эмитированные из катода и проходящие через катодную область, практически не влияют на температуру плазмы в этой области, так как не могут сколько-нибудь заметно изменить кинетическую энергию атомов в связи с тем, что масса электрона в десятки тысяч раз меньше массы атома любого металла.

Иначе обстоит вопрос при прохождении ионного тока через катодную область. Согласно выше сказанному, ионы и атомы в катодной области имеют одинаковые массы, так как ионы в катодной области образуются из атомов металла электрода, находящихся в этой же области при сварке плавящимся электродом или из атомов защитного газа, например, аргона, при сварке неплавящимся электродом.

Ионы при движении к катоду помимо своей тепловой (кинетической) энергии, такой же, что и у нейтральных атомов, в катодной области, получают дополнительную энергию направленного движения от электрического поля весьма высокой напряженности, действующего в этой области.

Согласно работе [95] энергия, передаваемая ударяющей частицей другой частице при упругом центральном ударе, определяется формулой:

* Вероятно, то же самое можно сказать и о процессе сварки на прямой полярности в любом другом защитном газе.

$$W = \frac{m_1 \cdot V_1^2}{2} \cdot \frac{4m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2},$$

где m_1 и m_2 — массы ударяющей (иона) и ударяемой (атома) частиц соответственно, кг; V_1 — скорость ударяющей (иона) частицы, м/с.

Поскольку в рассматриваемом случае $m_1 = m_2$, то $W = m_1 V_1^2 / 2$, то есть при упругом центральном ударе частиц с одинаковой массой, кинетическая энергия ударяющей частицы полностью передается ударяемой частице. При этом если частицы лишь слегка коснутся друг друга своими краями, то энергия, переданная от одной частицы к другой, будет близка к нулю.

Поскольку все ионы, находящиеся в катодной области, движутся примерно в одну и ту же сторону — к катоду, примерно с одинаковыми скоростями, то избыточная энергия, которую теряет ион при столкновении с другим ионом, незначительна, и ею, при приближенном рассмотрении, можно пренебречь.

Кроме того, необходимо учесть, что энергия, передаваемая от одного иона к другому, так или иначе будет передана атомам, так как ион, получивший дополнительную энергию от другого иона (ударяемый ион), частично передает ее атомам при столкновениях с ними, то есть так же, как это сделал бы ударивший его ион. Это также подтверждает сделанный выше вывод о возможности пренебрежения потерь энергии при столкновении ионов друг с другом.

Из сказанного следует, что энергия, потерянная ионами в результате столкновений при их движении к катоду под действием электрического поля катодной области, так или иначе, передается атомам, находящимся в этой области.

Энергию, получаемую ионом, движущимся в катодной области, оценим следующим способом.

Будем считать, что вероятность образования ионов в катодной области примерно одинакова по всей ее длине, а вели-

чина катодного падения потенциала изменяется примерно по линейной зависимости от расстояния до поверхности катода. Тогда средняя энергия, получаемая ионом, определится как произведение заряда электрона (в случае однозарядных ионов) на половину величины катодного падения потенциала:

$$W_{\text{ср}} = 0,5 eU_k.$$

При любом столкновении иона с атомом от иона к атому каждый раз передается величина энергии, отличная от величины энергии, передаваемой при любом другом соударении.

Поскольку столкновение ионов с атомами их краями (если рассматривать их как шары) значительно более вероятно, чем их лобовое столкновение, то средний коэффициент передачи энергии от иона к атому при ударе (a) должен быть заметно меньше единицы. В первом приближении будем считать, что $a \approx 0,2$, и определим, до какой температуры при этом допущении может увеличиться температура плазмы в катодной области.

Энергия $aW_{\text{ср}}$ передается атомам в катодной области, испаряющимся с поверхности катода. Согласно разделу 4.2. при токе дуги $I_d = 275$ А с поверхности катода в единицу времени испаряется $N_n = 11,12 \cdot 10^{20}$ атомов железа, которые в нейтральном виде выходят за ее пределы.

За это же время через катодную область, сталкиваясь с этими атомами, пройдут $N_i = \beta I_d / e$ ионов, каждый из которых передает атомам энергию $aW_{\text{ср}}$. Общая энергия, которую передадут эти ионы атомам, будет равна $0,5 a \beta I_d \cdot U_k$, и каждый атом получит энергию $W = 0,5 a \beta I_d \cdot U_k / N_n$. Подставляя численные значения этих величин и считая, согласно разделу 4.1, что $\beta = 0,8$, а $U_k \approx 14$ В [37], получим $W = 0,276 \cdot 10^{-18}$ Дж.

Поскольку средняя тепловая энергия одного атома определяется формулой [46] $E = 3kT/2$, где $k = 1,38 \cdot 10^{23}$ Дж/град — постоянная Больцмана, T — температура плазмы, K , то отсюда следует, после приравнивая величин W и E , что средняя температура атомов как катодной области, так и покидающих ее пределы, равна $T = 2 W / (3k) = 13,3 \cdot 10^3$ К.

Полученная величина T не является истинной, так как средняя величина коэффициента передачи энергии при ударе иона об атом не известна сколько-нибудь точно.

Однако на основе проведенных расчетов можно сделать вывод о том, что реальная температура плазмы в катодной области может заметно превосходить температуру плазмы в столбе дуги (средняя температура плазмы в столбе дуги при сварке плавящимся электродом в углекислом газе составляет $7 \cdot 10^3$ К [49]).

При этом необходимо учитывать, что повышение температуры плазмы в катодной области за счет прохождения через нее ионного тока складывается с уже имеющейся температурой у испаренных с поверхности катода атомов, равной температуре кипения материала электрода.

Аналогичный процесс повышения температуры плазмы, естественно, должен наблюдаться и в катодной области, расположенной на изделии, но, вероятно, в меньшей степени, так как плотность тока в ней примерно на два порядка меньше, чем на электроде.

4.22. Величина ионной доли тока при электродуговой сварке в CO_2 и распределение U_k и W_i по катодной области*

В настоящее время при анализе процессов, протекающих на катоде, считается, что доля ионного тока (β) в катодной области постоянна, но при этом неизвестна даже ее величина.

* Этот материал был направлен в редакцию журнала «Автоматическая сварка» в 2007 г.

Постоянным также считается и катодное падение потенциала (U_k).

В настоящем разделе сделана попытка определить, так ли это на самом деле, а также определить величину β при сварке в углекислом газе плавящимся электродом.

В разделе 4.1 предложена формула для расчета величины β :

$$\beta = \frac{U_k / W_i}{1 + U_k / W_i}. \quad (4.73)$$

где U_k — катодное падение потенциала, В; W_i — энергия, необходимая для ионизации атомов, находящихся в катодной области, эВ.

В разделе 3.5 установлено, что все атомы, находящиеся в дуге, в частности в катодной области, находятся в возбужденном состоянии. Поэтому для их ионизации необходима энергия W_i меньшая, чем величина потенциала ионизации этих атомов, находящихся в невозбужденном состоянии (U_i).

В этом же разделе предложена формула для вычисления величины W_i по известной температуре (T) плазмы:

$$W_i = U_i - cT, \quad (4.74)$$

где $c = U_i / T_i$, T_i — температура, при которой степень ионизации плазмы (α), состоящей из атомов заданного сорта, достигает величины $\alpha = 0,95$.

Будем считать, что при сварке в углекислом газе на прямой полярности катодная область полностью заполнена атомами железа, что согласно разделу 4.2 допустимо.

Расчет величины α атомов железа по уравнению Саха [79] показывает, что $\alpha = 0,95$ при $T_i \approx 12,5 \cdot 10^4 \text{ К}$ (см. раздел 4.1). Следовательно, считая, что для атомов железа $U_i = 7,9 \text{ эВ}$ [22], согласно формуле $c = U_i / T_i$ (см. формулу (4.74)), получим, что величина c для атомов железа равна $c \approx 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/град}$, а величина W_i , согласно формуле (4.74) составляет $W_i = 3,5 \text{ эВ}$, при $T = 7 \cdot 10^3 \text{ К}$. Такая температура характерна для дуги, горящей с плавящегося электрода при сварке в углекислом газе [49].

Согласно работе [37] U_k для дуги, горящей с железных электродов в углекислом газе, составляет $U_k \approx 14$ В. Следовательно, в рассматриваемом случае согласно формуле (4.73) $\beta \approx 0,8$.

Величину β при сварке на обратной полярности оценим следующим способом.

В этом случае средняя плотность тока в катодном пятне примерно на два порядка меньше, чем при сварке на прямой полярности, а значит и интенсивность поступления паров материала изделия (атомов железа) в катодную область значительно меньше. Кроме того, в катодную область попадает плазма столба дуги, так как достаточно интенсивные потоки газа (плазмы) направлены от электрода к изделию, а дуговая плазма безусловно содержит элементы разложения углекислого газа: атомарные углерод и кислород. Это следует из того, что согласно сведениям, приведенным в работе [50], можно с достаточно высокой степенью точности допустить, что при $T = 7 \cdot 10^3$ К углекислый газ полностью распадается на атомы углерода и кислорода. Поэтому в плазме катодной области может содержаться значительное количество атомов этих элементов.

В связи с тем, что состав плазмы в катодной области в этом случае неизвестен, будем для оценочных расчетов считать, что она полностью состоит из атомов углерода и кислорода. Причем на каждый атом углерода приходится два атома кислорода.

Расчеты по уравнению Саха [79] показывают, что $\alpha = 0,95$ при $T_i = 15 \cdot 10^3$ К для атомов углерода и при $T_i = 16 \cdot 10^3$ К для атомов кислорода.

Поскольку для углерода $U_i = 11,26$ эВ [22], а для кислорода $U_i = 13,6$ эВ [22], то для атомов углерода $c \approx 7,5 \cdot 10^{-4}$ эВ/град, а для атомов кислорода $c \approx 8,5 \cdot 10^{-4}$ эВ/град.

Откуда для углерода, согласно формуле (4.74) $W_i \approx 6,01$ эВ, а для кислорода $W_i \approx 7,65$ эВ при $T = 7 \cdot 10^3$ К.

Эффективную величину энергии ионизации ($W_{i\text{эф}}$) для смеси этих газов оценим по уравнению для расчета эффективного

потенциала ионизации смеси газов [37] и получим, что $W_{i\phi} \approx 6,3$ эВ.

Исходя из этой величины $W_{i\phi}$ по формуле (4.73) вычислим величину β , которая в этом случае будет равна $\beta \approx 0,69$.

На самом деле в катодной области и в этом случае должно содержаться значительное количество атомов железа. Поэтому величина β должна находиться в пределах $0,8 > \beta > 0,69$, и следует ожидать, что она составит $\beta \approx 0,76...0,77$.

Величина $\beta \approx 0,69$ взята ближе к ее значению в случае полного заполнения катодной области атомами железа в связи с тем, что согласно работе [37] эффективный потенциал ионизации смеси газов находится ближе к U_i частиц с наименьшим потенциалом ионизации, даже если они находятся в относительно небольшом количестве в этой смеси. Тоже относится и к величине $W_{i\phi}$.

На основании проведенного анализа можно сделать вывод о том, что величина β в катодной области, находящейся на электроде, будет всегда больше величины β в катодной области, находящейся на изделии, при сварке любым плавящимся электродом в любых защитных газах. Так как количество атомов металла в этих областях различно в связи с существенным различием в них плотности сварочного тока*.

Теперь рассмотрим, изменяются ли величины W_i , U_k и β в зависимости от места расположения рассматриваемого объема плазмы в катодной области, например, в ее центре и на периферии.

Тепловую энергию плазма катодной области может получать только от двух источников: от плазмы столба дуги и от ионов и электронов, переносящих сварочный ток в катодной области.

* Этот вывод сделан без учета повышения температуры плазмы в результате торможения плазменных потоков у поверхности сварочной ванны, что может привести к увеличению β .

В разделе 4.9 показано, что энергия электронов, вышедших из катода и получаемая ими при прохождении катодной области из-за наличия катодного падения потенциала, полностью расходуется на ионизацию и возбуждение атомов, находящихся в этой области, и совсем не расходуется на изменение тепловой скорости атомов и ионов, т.е. на увеличение или уменьшение температуры плазмы в катодной области.

Энергия же положительных ионов, движущихся к катоду под действием электрического поля весьма высокой напряженности, создаваемого катодным падением потенциала, в значительной мере передается атомам в катодной области.

Действительно, в разделе 4.2 установлено, что при сварке на прямой полярности в CO_2 ионный ток в катодной области полностью переносится ионами, образованными из атомов катода.

Это означает, что ионы и атомы в катодной области имеют одинаковые массы и, следовательно, при каждом соударении иона с атомом ион передает атому заметную долю своей избыточной энергии направленного движения под действием электрического поля катодной области.

В разделе 4.4 установлено, что длина катодной области электрической дуги, горящей с неплавящегося электрода в аргоне составляет 16, 17 свободных пробегов электрона. Можно допустить, что и при сварке плавящимся электродом в любом защитном газе длина катодной области, расположенной на электроде, составляет примерно столько же длин свободного пробега электрона. В связи с тем, что длина свободного пробега электронов в $\sim 5,6$ раза больше длины свободного пробега атомов и ионов [94], то ионы за время своего движения к катоду многократно сталкиваются с атомами в катодной области, каждый раз передавая атомам заметную долю своей избыточной кинетической энергии. Поэтому можно считать, что ионы, а значит сварочный ток, переносимый ими в этой области, увеличивают температуру плазмы в катодной области (см. раздел 4.21).

Поскольку $\beta = j_i/j$, где j_i и j — плотности ионного и общего токов в катодной области, соответственно, то $j_i = \beta j$ и для рассматриваемого случая составляет $j_i \approx 0,8j$. Откуда следует, что доля, вносимая ионами в температуру плазмы в катодной области при сварке на прямой полярности, должна быть значительной.

Сказанное можно отнести и к случаю сварки на обратной полярности.

Плазма столба дуги также может подогреть плазму, находящуюся в катодной области.

Из этого следует, что температура плазмы в катодной области прямопропорциональна температуре плазмы в столбе дуги и количеству ионов, проходящих через единичную площадку, расположенную в катодной области перпендикулярно направлению скорости их движения, т.е. плотности ионного тока.

Известно также, что как плотность тока в активных пятнах, так и температура плазмы столба дуги уменьшаются от оси пятна к его краям или от оси дуги к ее периферии соответственно.

Следовательно, температура плазмы в катодной области уменьшается от ее центра к ее периферии. Согласно формуле (4.74) энергия W_i , требуемая для ионизации атомов в катодной области, при этом будет возрастать от центра пятна к его периферии.

Исходя из современных представлений о том, что величина катодного падения потенциала обусловлена величиной энергии, необходимой для ионизации атомов в катодной области, приходим к выводу о том, что с увеличением W_i увеличивается и U_k , т.е. U_k в катодной области непостоянно и увеличивается от центра к ее периферии.

Величина β , как следует из сказанного, также должна изменяться от центра катодной области к ее периферии, но каким именно образом в настоящее время определить невозможно, так как отсутствуют сведения о величине отношения U_k/W_i в различных местах катодной области.

Выводы

1. Рассчитана величина β в катодной области дуги при сварке плавящимся электродом в CO_2 .
2. Показано, что при сварке плавящимся электродом величина β в катодной области, расположенной на электроде, несколько больше величины β в катодной области, расположенной на изделии.
3. Показано, что величины W_i , U_k и β зависят от места расположения рассматриваемого объема плазмы в катодной области. При этом W_i и U_k в центре катодной области меньше, чем на ее периферии. Этот вывод относится как к сварке на прямой, так и на обратной полярности в любых защитных газах.

СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ ПРИ СВАРКЕ

5.1. Способы определения коэффициентов поверхностного натяжения расплавов сварочных проволок

Для определения величины силы поверхностного натяжения при сварке необходимо знать величину коэффициентов поверхностного натяжения (σ) расплавов сварочных проволок различных марок. Поэтому в настоящем разделе рассмотрены два новых простых способа определения величины σ сварочных проволок.

Известные способы определения коэффициентов поверхностного натяжения [40] расплавов сварочных проволок трудоемки и требуют применения специального дефицитного и дорогостоящего оборудования.

В настоящем разделе описаны два простых способа, позволяющих быстро и с удовлетворительной точностью определить коэффициент σ , а также влияние покрытий на σ расплава из легкоионизирующихся веществ.

Метод массы капли. Значение коэффициента σ определялось по формуле [91]:

$$\sigma = \frac{m_0 g}{2\pi X_0 f_v},$$

где m_0 — масса упавшей капли, кг; g — ускорение свободного падения, м/с²; X_0 — радиус цилиндра, на котором висела капля, м; $f_v = \psi(X_0/V_0)$ — функция радиуса цилиндра и объема V_0 упавшей капли, м².

Капля жидкого металла получалась следующим образом. На пластину из стали Ст3 с тщательно очищенной от загрязнений и окалины поверхностью проводилась наплавка со скоростью 25 м/ч в аргоне (расход 16 л/мин, проволока Св-08Г2С диаметром 2 мм, скорость подачи проволоки 35–40 м/ч, вылет 25 мм, ток обратной полярности, напряжение 20–25 В).

Для того чтобы на массе отрывающейся капли не отражалось силовое действие дуги в момент, когда ее экваториальный диаметр достигал значения, примерно равного двум

диаметрам электрода, подача проволоки прекращалась. Под действием теплоты, выделяемой дугой, электрод оплавлялся. Граница плавления, а вместе с ней и капля, перемещались вверх, что приводило к обрыву дуги. Дальнейшее плавление электрода осуществлялось за счет избыточной теплоты расплавленного металла капли. При определенном размере капли отрывалась и падала на пластину. К этому моменту ее колебания, возникающие при обрыве дуги, затухали.

За время плавления электрода за счет избыточной теплоты жидкого металла капли пластина успевала сдвинуться так, чтобы под каплей находилась холодная поверхность. Это предотвращало приваривание упавшей капли и позволяло легко отделять ее от пластины.

Для определения объема капли принималось, что ее плотность близка к плотности чистого железа при температуре плавления и равна $7,03 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [92]. Значение функции f_v определялось по таблице 8 приложения работы [91].

Перед проведением эксперимента поверхность проволоки тщательно обезжиривалась ацетоном, очищалась наждачной шкуркой и протиралась чистой ветошью. Диаметр очищенной проволоки составлял 1,96 мм.

Результаты исследований представлены в таблице 8*. Среднее значение σ очищенной проволоки составило 1,272 Н/м и совпало со значением, полученным в работе [40] аналогичным методом в условиях вакуума.

Метод висящей капли. Подготовка проволоки и сварка проводилась так же, как и в предыдущем случае. В момент, когда экваториальный диаметр капли достигал размера, примерно равного полутора диаметрам электрода, подача проволоки прекращалась. Момент обрыва дуги и затухание колебаний капли регистрировались скоростной кинокамерой. Изображение получалось теневым методом.

* В работе участвовали студенты Скаблилкин Ю.Г., Дергаусов М.М., Субботина И.Н., Щербакова Р.Н., Раскита Е.В.

Таблица 8

Покрытие (его масса*)	Метод массы капли	Метод висящей капли		
	σ_{cp} , Н/м	$ \sigma_{cp} - \sigma $, %	σ_{cp} , Н/м	$ \sigma_{cp} - \sigma $, %
0	$\frac{1,243-1,336}{1,272}$	$\frac{0,54-4,48}{2,78}$	$\frac{1,089-1,324}{1,231}$	$\frac{0,04-7,55}{3,97}$
K ₂ CO ₃ (0,040)	$\frac{1,182-1,395}{1,289}$	$\frac{1,2-2,3}{1,8}$	$\frac{1,206-1,310}{1,251}$	$\frac{0,08-4,72}{1,90}$
Ba(NO ₃) ₂ (0,012)	$\frac{1,218-1,400}{1,314}$	$\frac{0-6,55}{3,06}$	$\frac{1,046-1,350}{1,218}$	$\frac{4,11-14,12}{8,4}$
Cs ₂ CO ₃ (0,033)	—	—	$\frac{1,182-1,395}{1,289}$	$\frac{6,12-8,38}{7,27}$

* От массы электрода, %.

Примечание. В числителе даны предельные значения, в знаменателе — средние.

Перед проведением эксперимента было выяснено, как колебания капли «влияют» на σ , определяемый методом висящей капли по формуле [93]:

$$\sigma = f\left(\frac{d_s}{d_e}\right) d_e^2 k^{-2} \rho g,$$

где $f(d_s/d_e)$ — табулированная функция [69]; d_e — экваториальный диаметр капли на негативе, м; d_s — диаметр капли на негативе, находящийся выше ее вершины на расстоянии d_e , м; $k = 0,684$ — коэффициент увеличения; ρ — плотность жидкости, кг/м³; g — ускорение свободного падения, м/с². Для этого с момента обрыва дуги и до полного успокоения капли определялась капиллярная постоянная $a^2 = f(d_s/d_e) d_e k^{-2}$ в зависимости от амплитуды ее колебаний (расстояние от одного и того же края капли до одного и того же края электрода). Значение функции $f(d_s/d_e)$ находилось по таблице XI приложения работы [91]. Измерения проводились лишь на тех кадрах, где

капля находилась в крайних положениях. Результаты представлены на рис. 84.

Согласно полученным данным, для того чтобы колебания капли не оказывали заметного влияния на a^2 , их амплитуда не должна превышать $2 \cdot 10^{-4}$ м. При этом наличие малых колебаний гарантирует, что измерения проводятся на жидкой капле.

Для очищенной проволоки $\sigma = 1,231$ Н/м (см. таблицу 8), т.е. примерно на 3 % меньше значения, определенного в работе [40] и предыдущим методом.

Наличие на поверхности проволоки использованных покрытий не влияет на σ жидкого металла капли. Имеющиеся незначительные различия между $\sigma_{ср}$ разных серий не превышают расхождений между значениями σ для отдельных капель в каждой серии (см. таблицу 8). Это можно объяснить

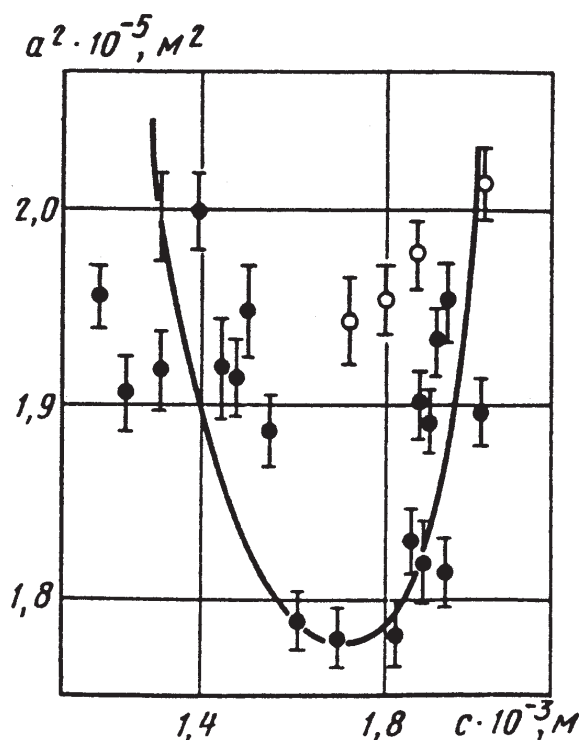


Рис. 84. Зависимость капиллярной постоянной от амплитуды колебаний капли в ее крайних положениях при постепенном уменьшении амплитуды колебаний (темные значки) и для сильно колеблющейся капли, движущейся из крайнего положения к положению равновесия (светлые)

тем, что температуры плавления, разложения и испарения этих солей значительно ниже температуры плавления проволоки, в результате чего эти вещества испаряются, не достигая границы плавления [62].

Предложенные способы могут быть без значительных затрат использованы для определения σ проволок других марок, плавящихся как в аргоне, так и в иных защитных газах.

5.2. Действие электростатической силы на перенос электродного металла

При горении электрической дуги в приэлектродных областях возникают избыточные заряды. Согласно законам электростатики, эти заряды индуцируют на поверхности электрода заряды противоположного знака. В результате, на поверхность электрода действует электростатическая сила с избыточными зарядами, находящимися в приэлектродной области [42].

Кроме того, избыточные заряды, находящиеся на поверхности электрода, взаимодействуют и между собой, что приводит к появлению силы, направленной перпендикулярно поверхности электрода. Действие этой силы для условий сварки до настоящего времени не рассматривалось.

Известно, что при взаимодействии между собой избыточных зарядов, находящихся на поверхности тела, на единицу поверхности этого тела действует сила [81]:

$$P_u = \frac{1}{2} \sigma_Q E_Q, \quad (5.1)$$

где σ_Q — поверхностная плотность заряда Q , Кл/м²; E_Q — напряженность электрического поля, создаваемая зарядом Q , В/м.

Электрическое поле у поверхности электрода создается как полем объемного заряда приэлектродной области напряженностью E_{π} , так и полем напряженностью E_Q заряда, индуцированного на поверхности электрода. У поверхности электрода со стороны дуги эти поля направлены в одну сторону, а внутри электрода — в противоположные. Поскольку внешнее электрическое поле, а таковым является поле напряженностью E_{π} , не проникает внутрь металла, то $E_Q = E_{\pi}$. В работе [81] показано, что $\sigma_Q = 2\epsilon E_Q$ (ϵ — диэлектрическая постоянная среды, равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м). Подставив это выражение в формулу (5.1), получим:

$$P_{\pi} = \epsilon E_Q^2 = \epsilon E_{\pi}^2 = \frac{\sigma_Q^2}{4\epsilon}. \quad (5.2)$$

У поверхности стального анода $E_{\pi} \approx 1,3 \cdot 10^6$ В/м, стального катода — $E_{\pi} \approx (1-4,3)10^7$ В/м [37], тогда на поверхности анода $P_{\pi.а} \approx 15$ Па, а на поверхности катода $P_{\pi.к} \approx (0,89-16,4)10^3$ Па. Сравним $P_{\pi.а}$ и $P_{\pi.к}$ с давлением, создаваемым силой поверхностного натяжения, для сферической поверхности, равным $P_{\sigma} = 2\sigma/R_k$ (σ — коэффициент поверхностного натяжения, Н/м, R_k — радиус капли, м). Для проволоки Св-08Г2С $\sigma = 1,27$ Н/м [40, 41]. Допустим, что средний радиус капли на торце электрода $R_k \approx 10^{-3}$ м. Тогда $P_{\sigma} = 2,5 \cdot 10^3$ Па. Следовательно, давление зарядов, индуцированных на поверхности анода, мало по сравнению с P_{σ} и его можно не учитывать, а давление зарядов, индуцированных на поверхности катода, по значению не уступает P_{σ} . Если это так, то $P_{\pi.к}$ должно заметно влиять на перенос электродного металла при сварке на прямой полярности. Определим, каким образом это можно проверить.

Поверхностная плотность заряда $\sigma_Q = Q/S$ (Q — избыточный заряд на поверхности катодного пятна площадью S).

Рассмотрим, от чего зависит величина заряда, индуцированного на поверхности катода избыточными зарядами в катодной области. Считается, что каждый избыточный заряд в приэлектродной области индуцирует на поверхности катода заряд противоположного знака, т.е.:

$$\sigma_Q = f(n_i, n_e), \quad (5.3)$$

где n_i, n_e — концентрации ионов и электронов, $1/\text{м}^3$.

Поскольку принято считать, что в катодной области плотность ионного j_i и электронного j_e токов непрерывна [37], то $j_i = \text{const}$ и $j_e = \text{const}$.

Вместе с тем [37]:

$$j_i = e n_i V_i, \quad (5.4)$$

$$j_e = e n_e V_e, \quad (5.5)$$

где e — заряд электрона, Кл; V_i, V_e — скорости движения ионов и электронов, м/с.

Определим V_i и V_e из условия, что заряды в катодной области движутся под действием электрического поля с разностью потенциалов по границам области U_k . Откуда:

$$\frac{1}{2} m_i V_i^2 = \frac{1}{2} m_e V_e^2 = e U_k,$$

где m_i, m_e — массы ионов и электронов, кг; U_k — катодное падение напряжения, В. Тогда:

$$V_i = \sqrt{\frac{2eU_k}{m_i}},$$

$$V_e = \sqrt{\frac{2eU_k}{m_e}}.$$

С учетом полученных выражений:

$$n_i = \frac{j_i}{e} \sqrt{\frac{m_i}{2eU_k}}, \quad (5.6)$$

$$n_e = \frac{j_e}{e} \sqrt{\frac{m_e}{2eU_k}}. \quad (5.7)$$

Следовательно, n_i и n_e пропорциональны m_i и m_e соответственно. Поскольку $j_i \approx j_e$ [37 и др.], а $m_i \approx 10^4 m_e$, то $n_i \gg n_e$ и величина заряда σ_Q , а значит и $P_{\text{и.к}}$, практически полностью

определяется величиной n_i . С учетом формул (5.3) и (5.6) можно записать:

$$\sigma_Q = f_1(n_i, m_i). \quad (5.8)$$

Согласно формуле (5.2), то же относится и к $P_{и.к}$, т.е.:

$$P_{и.к} = \frac{[f_1(n_i, m_i)]^2}{4\epsilon}. \quad (5.9)$$

Из полученной формулы следует, что управлять величиной $P_{и.к}$ можно, изменяя массу ионов, переносящих ток в катодной области, и их концентрацию.

Допустим, что в катодной области находятся ионы, образованные из атомов материала электрода массой $m_{иэ}$ и концентрацией $n_{иэ}$, и ионы добавки с $m_{ид}$ и $n_{ид}$. Тогда давление $P_{и.к}$ будет складываться из давления, обусловленного ионами материала электрода, $P_{и.к}$ и давления, обусловленного ионами добавки, $P_{и.к.д. д}$.

Тогда формулу (5.9) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} P_{и.к} &= P_{и.к.э} + P_{и.к.д} = \\ &= \frac{[f_1(n_{иэ}, m_{иэ})]^2}{4\epsilon} = \frac{[f_1(n_{ид}, m_{ид})]^2}{4\epsilon}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Действие $P_{и.к}$ на жидкий металл аналогично действию P_σ , только $P_{и.к}$ направлено противоположно P_σ и стремится его уменьшить в месте нахождения катодного пятна (рис. 85). С учетом формул (2)–(4) работы [14] для равновесного состояния жидкого металла на торце электрода получим:

$$\frac{2\sigma_1}{R_{а.п}} - P_{и.к} \geq \frac{2\sigma_2}{R_к}, \quad (5.11)$$

где σ_1, σ_2 — коэффициенты поверхностного натяжения поверхности капли, занятой активным пятном, и остальной поверхности капли соответственно, Н/м; $R_{а.п}$ — радиус активного пятна, м.

Используя выводы работы [14] можно показать, что при превышении некоторого критического размера активного пятна $R_{a.п}$ жидкий металл на торце электрода теряет устойчивость, и сила поверхностного натяжения скачкообразно изменяет направление действия на противоположное, что, согласно выводам работы [14], приводит к скачкообразному переходу от капельного переноса к струйному. Тогда $R_{a.п}$, согласно работе [14] и формулам (5.10) и (5.11), в момент расположения активного пятна на полусфере жидкого металла после отрыва очередной крупной капли (см. рис. 85) определяется выражением:

$$R_{a.п}^{кр} = \frac{2\sigma_1}{\frac{2\sigma_2}{R_э} + \frac{[f_1(n_{iэ}, m_{iэ})]^2}{4\epsilon} \left\{ 1 + \left[\frac{f_1(n_{ид}, m_{ид})}{f_1(n_{iэ}, m_{iэ})} \right]^2 \right\}} \cdot \quad (5.12)$$

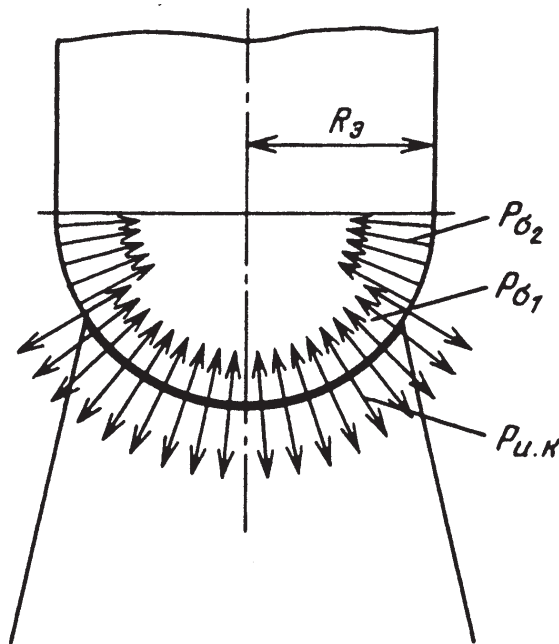


Рис. 85. Схема распределения давления на жидком металле после отрыва капли ($P_{\sigma 1}$, $P_{\sigma 2}$ — давление поверхностного натяжения на поверхности капли, занятой активным пятном и остальной поверхности капли соответственно; $R_э$ — радиус электрода)

Допустим, что $P_{\text{и.к.э}} \approx \text{const}$, тогда из уравнения (5.12) следует, что $R_{\text{а.п}}$, а значит, и критический ток $I_{\text{кр}}$ будут тем меньше, чем больше отношение $[f_1(n_{\text{ид}}, m_{\text{ид}})/f_1(n_{\text{из}}, m_{\text{из}})]^2$. Поскольку функция $f_1(n_i, m_i)$ возрастает с увеличением n_i и m_i , то, учитывая вывод зависимости (5.3) и формул (5.6) и (5.8), качественное возрастание или уменьшение отношения $f_1(n_{\text{ид}}, m_{\text{ид}})/f_1(n_{\text{из}}, m_{\text{из}})$ можно проанализировать по более простому отношению $(n_{\text{ид}}, m_{\text{ид}})/(n_{\text{из}}, m_{\text{из}})^*$. Последнее достаточно наглядно и легко поддается анализу. Из этого отношения следует, что чем больше $n_{\text{ид}}$ и $m_{\text{ид}}$, тем меньше $I_{\text{кр}}$ при $n_{\text{из}}$ и $m_{\text{из}} = \text{const}$ (см. формулу (5.12)), т. е. при введении легкоионизирующихся добавок в дугу $I_{\text{кр}}$ тем меньше, чем большее количество добавки введено в дугу и чем больше масса атомов этой добавки**. Причем добавка при одном и том же значении $n_{\text{ид}}$ и $m_{\text{ид}}$ будет тем больше влиять на $I_{\text{кр}}$, чем меньше масса атомов вещества электрода. Из этого следует, что одни и те же добавки для электрода из алюминия более эффективны, чем для электрода из железа при сварке в одинаковых условиях.

Для проверки сделанных выводов проводились специальные эксперименты. На поверхность проволок Св-08Г2С и АМц диаметром 1,6 мм наносились азотнокислые соли щелочных металлов, пропуская их через водный раствор солей различной концентрации с последующим прохождением через вертикально расположенную печь для выпаривания воды. Сварка стальной пластины выполнялась на прямой полярности в углекислом газе ($V_{\text{св}} = 30$ м/ч, $\ell_{\text{в}} = 20$ мм, $U_{\text{св}} = 32$ В).

Количество легкоионизирующихся добавок попадающих в дугу в единицу времени определялось по формуле:

$$G = MV_n,$$

где M — масса покрытия на единице длины проволоки, моль/м;
 V_n — скорость подачи проволоки, м/с.

* Это объясняется тем, что $f_1(n_i, m_i)$ и n_i, m_i возрастают и убывают на одних и тех же участках числовой оси.

** Для простоты рассуждений допустим, что $n_{\text{из}}$ не зависит от $n_{\text{ид}}$.

Результаты экспериментов представлены на рис. 54, из которого следует, что сделанные выводы подтверждаются.

На рис. 86 приведены кадры скоростной киносъемки процесса сварки проволокой АМЦ в углекислом газе с покрытием из легкоионизирующихся веществ.

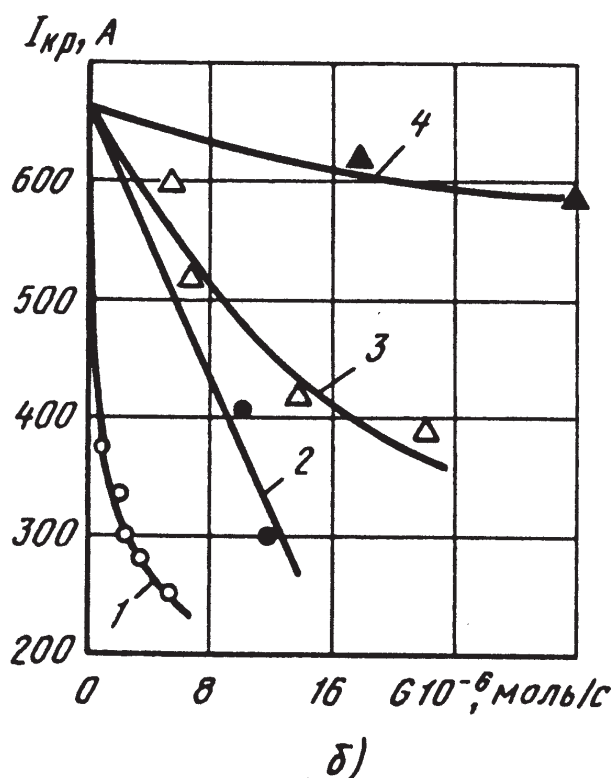
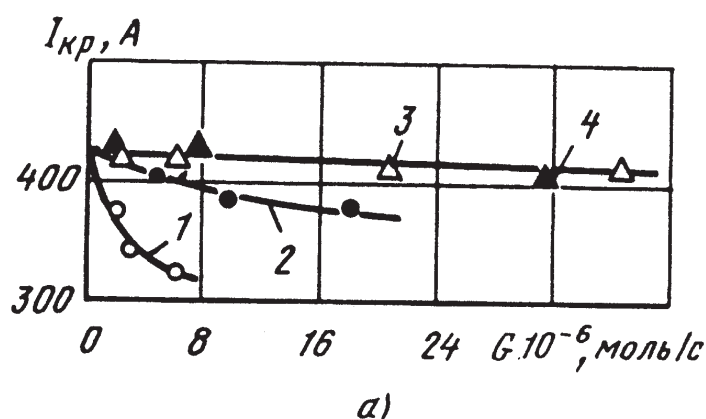


Рис. 86. Зависимость критического тока от концентрации легкоионизирующихся добавок:

а — СВ-08Г2С; б — АМЦ;
1 — CsNO_3 ; 2 — RbNO_3 ; 3 — KNO_3 ; 4 — NaNO_3

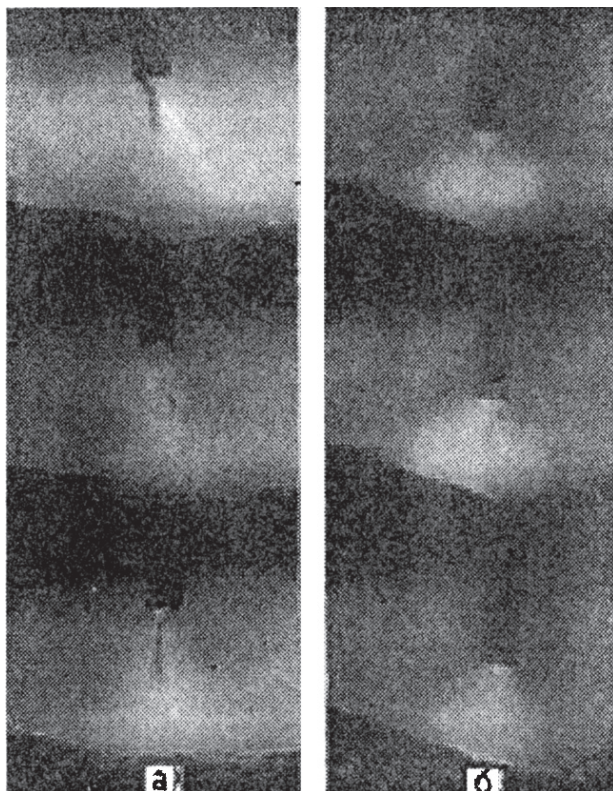


Рис. 87. Кадры скоростной киносъемки процесса сварки:

а — CsNO_3 , $U_{\text{св}} = 31,5 \text{ В}$; б — KNO_3 , $U_{\text{св}} = 34 \text{ В}$

Выводы

1. Действие электростатической силы достаточно велико и существенно влияет на перенос электродного металла при сварке на прямой полярности.

2. Управлять величиной этой силы можно путем введения в дугу легкоионизирующихся веществ.

5.3. Действие электростатической силы, обусловленной взаимодействием избыточных зарядов приэлектродных областей*

Силы, действующие на электродный металл при сварке, полностью определяют характер переноса металла и, как следствие, оказывают влияние на технологические параметры процесса сварки вплоть до прочности сварного соединения, так как именно силы формируют сварочный валик и определяют процесс перемешивания жидкого металла в сварочной ванне. Поэтому изучение сил, действующих при сварке, является важной задачей как с теоретической, так и с практической точек зрения.

Цель этого раздела показать, что рассмотренная ниже сила имеет достаточно большую величину в сравнении с другими силами, обычно учитываемыми при анализе баланса сил на электродах, и может оказывать заметное влияние на перенос электродного металла и формирование поверхности сварочной ванны, а значит, и на формирование валика сварного шва.

В настоящем разделе рассмотрена электростатическая сила, действие которой ранее не рассматривалось.

Рассмотрим схему расположения избыточных зарядов как на поверхности электродов, так и в приэлектродных областях, показанную на рис. 88, где положительный избыточный заряд ионов обозначен $+q_1$, а индуцированный ими на поверхности катода отрицательный заряд, равный по величине заряду $|+q_1|$ обозначен $-q_1$. Среднее расстояние между зарядами $+q_1$ и $-q_1$ обозначено d_1 . У поверхности анода избыточный заряд электронов обозначен через $-q_2$, а индуцированный ими положительный заряд на поверхности анода, равный по величине

* Этот материал был отправлен в журнал «Сварочное производство» в феврале 2004 г.

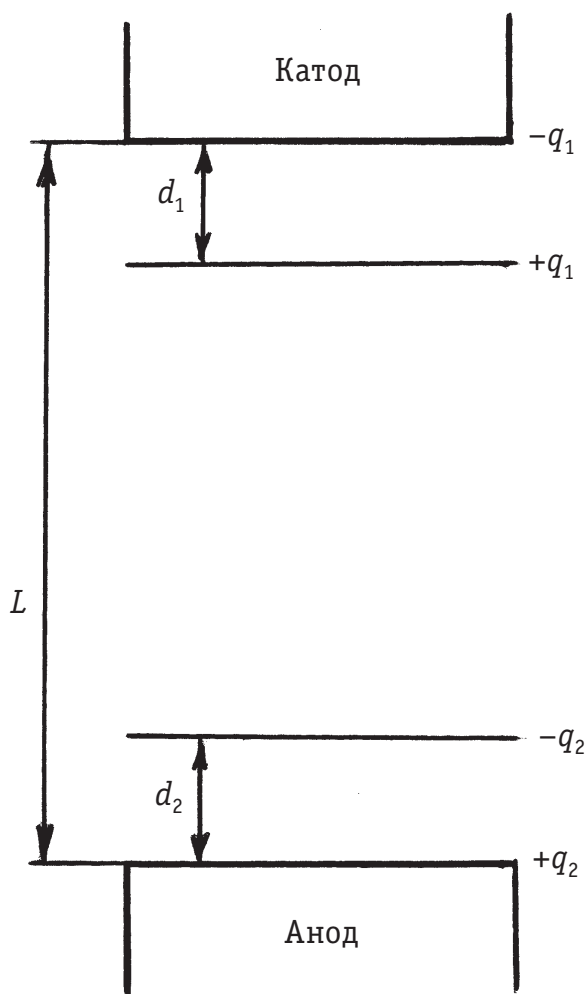


Рис. 88. Схема расположения избыточных зарядов в приэлектродных областях и на поверхностях электродов

$|-q_2|$, обозначен $+q_2$. Среднее расстояние между зарядами $-q_2$ и $+q_2$ обозначено через d_2 , а расстояние между поверхностями катода и анода обозначено L . Чтобы оценить величину силы взаимодействия этих зарядов между собой в первом приближении допустим, что эти заряды точечные. Тогда сила взаимодействия между зарядами $-q_1$ и $+q_1$ согласно закону Кулона определится формулой*:

$$\uparrow F_1 = \frac{(-q_1)(+q_2)}{4\pi\epsilon_0 L^2}, \quad (5.13)$$

* Притяжение между зарядами обозначено « $\uparrow$ », отталкивание « $\downarrow$ ».

а между зарядом $-q_1$ и $-q_2$ формулой:

$$\downarrow F_2 = \frac{(-q_1)(-q_2)}{4\pi\epsilon_0 (L - d_2)^2}. \quad (5.14)$$

Сила взаимодействия между зарядом $+q_1$ и зарядом $+q_2$ будет равна:

$$\downarrow F_3 = \frac{(+q_1)(+q_2)}{4\pi\epsilon_0 (L - d_1)^2}, \quad (5.15)$$

а между зарядом $+q_1$ и $-q_2$:

$$\uparrow F_4 = \frac{(+q_1)(-q_2)}{4\pi\epsilon_0 (L - d_1 - d_2)^2}. \quad (5.16)$$

Если каким-либо способом удалять любой из зарядов $+q_1$ или $-q_2$ от соответствующего электрода, то сила (перемещение), действующая на любой из зарядов $+q_1$ или $-q_2$ передается и поверхности электрода, у которой находится этот заряд: либо поверхности с зарядом $-q_1$, в случае действия силы на заряд $+q_1$, либо поверхности с зарядом $+q_2$ в случае действия силы на заряд $-q_2$. Следовательно, все силы, описываемые формулами (5.13)...(5.16), действуют на поверхности обоих электродов. В рассматриваемом случае анализ действия этих сил будем проводить для поверхности анода. Силы F_1 и F_4 стремятся приблизить поверхность анода к катоду, а силы F_2 и F_3 — удалить поверхность анода от катода. Сумма этих сил определяется формулами:

$$F_1 + F_4 = \frac{(|-q_1|)(|+q_2|)}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{L^2} + \frac{1}{(L - d_1 - d_2)^2} \right], \quad (5.17)$$

$$F_2 + F_3 = \frac{(|-q_1|)(|-q_2|)}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{(L - d_1)^2} + \frac{1}{(L - d_2)^2} \right], \quad (5.18)$$

Анализ полученных формул показывает, что независимо от величин зарядов $|\pm q_1|$ и $|\pm q_2|$, а также величин L , d_1 и d_2 при

$L > 0$, $d_1 > 0$ и $d_2 > 0$, $F_1 + F_4$ всегда больше $F_2 + F_3$, т.е. в результате действия этих сил поверхность анода будет притягиваться к поверхности катода, т.е. будет стремиться подняться вверх, а поверхность катода, соответственно, будет стремиться переместиться в сторону анода. Причем по величине силы, действующие на поверхности анода и катода будут одинаковыми.

Теперь рассмотрим, насколько велика результирующая сила взаимодействия избыточных зарядов ($F_{и.з}$), равная

$$F_{и.з} = (F_1 + F_4) - (F_2 + F_3), \quad (5.19)$$

Поскольку величина $F_{и.з}$ определяется величинами $|\pm q_1|$, $|\pm q_2|$, L , d_1 и d_2 , рассмотрим вначале порядок величин d_1 и d_2 , величины которых примерно равны половинам длин катодной и анодной областей, соответственно.

Длина анодной области, исходя из существующих представлений о процессах в ней, должна составлять несколько длин свободного пробега электрона, величина которого для сварочных дуг примерно равна $\lambda_e \approx 4,3 \cdot 10^{-6}$ м [37]. Следовательно, в первом приближении можно считать, что $d_2 \approx 2 \cdot 10^{-5}$ м.

Теперь рассмотрим, на каком расстоянии от катода расположена основная часть объемного положительного заряда, создаваемого избыточными ионами, находящимися в катодной области.

Наиболее вероятно допустить, что наибольшая концентрация избыточных ионов находится в центральной части катодной области на расстоянии от поверхности катода, примерно равном половине длины катодной области, т.е. $d_1 \approx \approx 0,5\ell_k$, где ℓ_k — длина катодной области, м. В работе [13] и в разделе 4.4 было установлено, что длина катодной области определяется рамзауэровским сечением газа, заполняющего катодную область. При сварке в аргоне неплавящимся электродом таким газом является аргон, для которого в работе [13] определена длина катодной области, равная $\ell_k = 17 \lambda_p$, где λ_p — длина свободного пробега электрона в катодной области, м, определяемая рамзауэровским сечением аргона, и рав-

ная $\lambda_p = 1,5 \cdot 10^{-5}$ м. Тогда $\ell_k \approx 2,6 \cdot 10^{-4}$ м, а расстояние объемного положительного заряда от поверхности катода составит $d_1 \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$ м.

Теперь оценим величину зарядов q_1 и q_2 . Согласно работе [42] поверхностная плотность заряда q равна $\sigma_q = 2\varepsilon_0 E_n$, Кл/м², где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м; E_n — напряженность электрического поля у поверхности электрода, В/м. Величина E_n у поверхности катода определяется уравнением Маккоуна [53], упрощенная запись которого приведена в работе [37]. Величина заряда на катоде определяется формулой $q_1 = |-q_1| = \sigma_q S$, где S — площадь катодного пятна, равная $S = I/j_k$. Следовательно $q_1 = 2\varepsilon_0 E_n I/j_k$. Согласно работе [37] для катода $E_n \approx 4,3 \cdot 10^7$ В/м, а $j_k \approx 2 \cdot 10^7$ А/м². Тогда при $I = 300$ А $q_1 \approx 1,1 \cdot 10^{-8}$ Кл.

Теперь определим величину избыточного заряда электронов, находящихся в анодной области. Согласно ранее сказанному, величина q_2 определяется формулой $q_2 = 2\varepsilon_0 E_n I/j_a$, где j_a — плотность тока в анодном пятне, А/м². Согласно работе [37] для анода $E_n = 1,3 \cdot 10^6$ В/м, а $j_a = 1,6 \cdot 10^7$ А/м², тогда величина q_2 при том же токе будет равна $q_2 = 4,3 \cdot 10^{-10}$ Кл.

Расчеты силы $F_{и.з}$ по формуле (5.19) представлены на рис. 89, из которого видно, что она сравнима по величине с другими силами, которые обычно учитываются при анализе баланса сил на электродах. Из рис. 89 следует, что величина этой силы особенно велика при малых расстояниях между электродами, откуда следует, что эта сила должна оказывать существенное влияние при сварке с короткими замыканиями плавящимся электродом. Это заключение допустимо, несмотря на то, что расчет величины $F_{и.з}$ велся для случая сварки неплавящимся электродом, так как механизм действия этой силы не зависит от того, каким электродом ведется сварка. От типа электрода и материала изделия будет зависеть только величина $F_{и.з}$, которая, что можно с достаточно большой достоверностью предположить, для разных материалов электродов и изделий будет иметь один и тот же порядок.

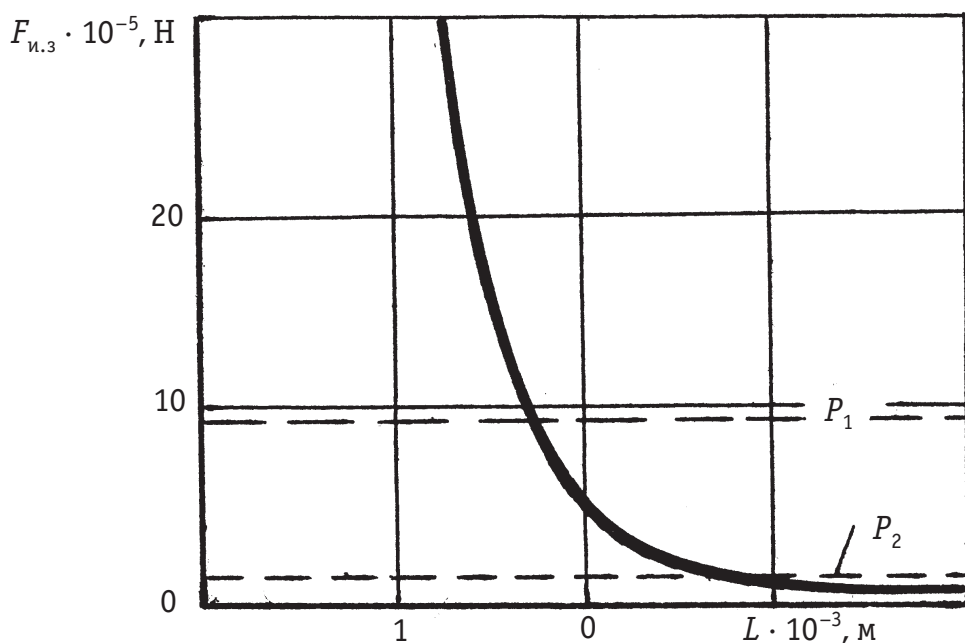


Рис. 89. Зависимость $F_{и.з}$ от L . P_1 — вес железной капли $\varnothing 3 \cdot 10^{-3}$ м;
 P_2 — вес железной капли $\varnothing 1,5 \cdot 10^{-3}$ м

Действием этой силы можно объяснить экспериментальные сведения о поднятии жидкого металла над сварочной ванной при сварке неплавящимся электродом [58]. Автор лично наблюдал такое поднятие при сварке вольфрамовым электродом в аргоне на прямой полярности стали. При этом такое поднятие жидкого металла наблюдается при длинных дугах.

Необходимо отметить, что поднятие жидкого металла над сварочной ванной не может быть объяснено ни одной из сил, обычно учитываемых при сварке, что свидетельствует о том, что рассмотренная в этом разделе сила $F_{и.з}$, с помощью которой это явление объяснимо, имеет достаточно большую величину. Необходимо также отметить, что поднятие жидкого металла над сварочной ванной наблюдается при дугах длиной $(8-10) \cdot 10^{-3}$ м. Это свидетельствует о том, что величина $F_{и.з}$ достаточно велика и при длинных дугах. Из чего следует, что схема взаимодействия точечных зарядов, принятая в настоящем разделе при расчете величины $F_{и.з}$, недостаточно точна,

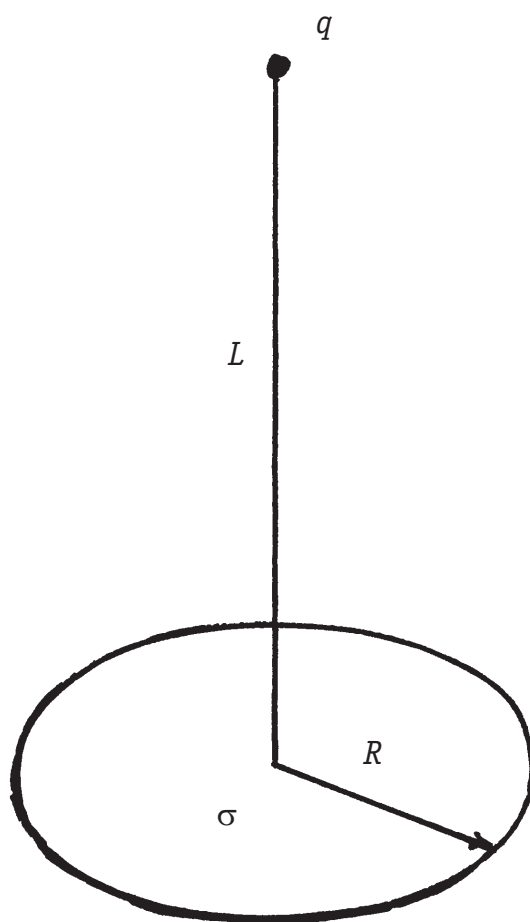


Рис. 90. Схема расположения зарядов, более приближенная к реальному процессу сварки

так как заряд, находящийся на изделии, рассредоточен на достаточно большой поверхности. Поэтому более реальной схемой является схема, предложенная на рис. 90, согласно которой точечный заряд q , имитирующий заряд на электроде, находится вверху, а внизу расположен плоский заряд в виде круга с радиусом R , равным радиусу активного пятна на изделии, с постоянной по всей поверхности плотностью заряда σ .

Такая схема наиболее подходит к случаю сварки неплавящимся электродом по плоской поверхности.

Расчет величины силы, стремящейся сблизить электроды и приподнять жидкий металл над поверхностью изделия, по этой схеме может быть произведен по формуле

$$F = \frac{\sigma q}{2\epsilon_0} \left(1 - \frac{L}{\sqrt{L^2 + R^2}} \right),$$

где q — заряд на электроде, Кл; L — расстояние от электрода до изделия, м; ϵ_0 — электрическая постоянная, Ф/м.

Сказанное не влияет на выводы о значимости этой силы при сварке, а цель настоящего раздела — привлечь внимание исследователей к изучению этой силы, поэтому в настоящей работе эта сила далее рассматриваться не будет.

Выводы

1. Показано, что величина $F_{и.з}$ при сварке с короткими замыканиями может превышать обычно учитываемые силы.
2. Поднятие жидкого металла над поверхностью сварочной ванны можно объяснить действием силы $F_{и.з}$.
3. Допускается, что при сварке длинной дугой сила $F_{и.з}$ достаточно велика.

5.4. Действие электромагнитной силы в капле

Размеры и частота отделения капель от электрода, а также глубина проплавления изделия и скорость перемещения жидкого металла в сварочной ванне, а значит, и интенсивность физико-химических процессов как в капле, так и в сварочной ванне определяется силами, действующими на каплю и на сварочную ванну. Поэтому изучению сил, действующих при электродуговой сварке, важно как с теоретической, так и с практической точек зрения. Кроме того, силы, действующие на жидкий металл, как следует из сказанного, влияют не только на интенсивность физико-химических процессов в жидком металле, но, как следствие, оказывают влияние на химсостав металла шва и его внешнюю форму, т.е. определяют прочностные свойства сварных соединений.

В настоящее время считается, что электромагнитная сила является одной из основных сил, действующих на жидкий металл при сварке, поэтому в настоящей работе рассмотрим действие электромагнитной силы в капле ($F_{\text{э.м.к}}$).

Во многих работах считается, что $F_{\text{э.м.к}}$ в зависимости от размера активного пятна по отношению к поперечному сечению электрода либо способствует перемещению капли от электрода в случае, если диаметр активного пятна ($d_{\text{п}}$) больше диаметра электрода ($d_{\text{э}}$), либо препятствует отделению капли, если $d_{\text{п}} < d_{\text{э}}$. При этом также считается, что при $d_{\text{п}} = d_{\text{э}}$ эта сила не оказывает влияние на отделение капли от электрода.

Вначале проанализируем действие электромагнитной силы ($F_{\text{э.м.ш}}$) на гипотетическом невесомом токопроводящем шаре, имеющем достаточную гибкость и заполненном невесомой токопроводящей жидкостью, к которому прикреплены два бесконечно гибких электрода (см. рис. 91а), которые в свою очередь имитируют либо торец электрода, либо активное пятно на поверхности капли. На рис. 91а показан шар в нейтральном положении, когда по нему не протекает ток. Если к шару подключить источник тока, то в результате сжимающего действия $F_{\text{э.м.к}}$ давление в шаре у электрода с меньшей площадью будет больше, чем у электрода с большей площадью, в результате чего токопроводящая жидкость внутри шара начнет перемещаться от меньшего электрода к большему

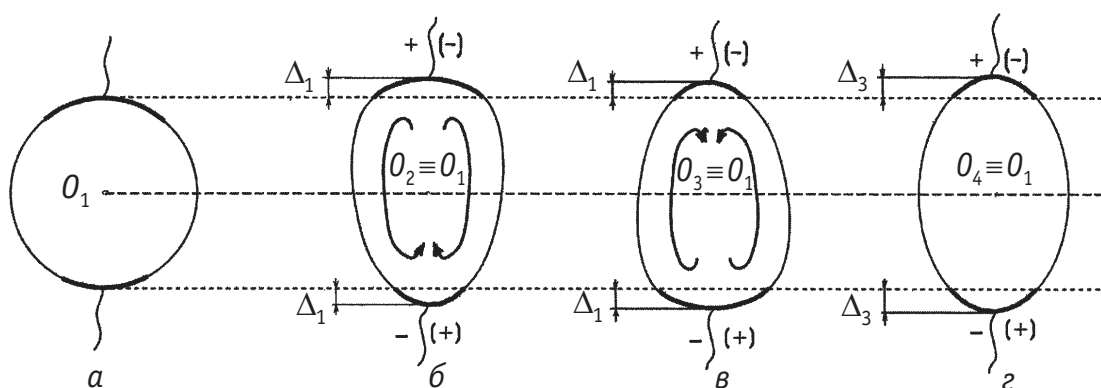


Рис. 91. Действие электромагнитной силы на гипотетический токоподводящий шар, легко деформируемый в пределах упругости

в центральной части шара, а по периферии шара поток жидкости будет перемещаться от большего электрода к меньшему (см. рис. 91б), при этом направление потока жидкости не будет зависеть от полярности. Вследствие того, что $F_{э.м.ш}$, действующая на шар (каплю), по отношению к шару (капле) является внутренней, то эта сила не может сдвинуть центр тяжести шара (капли), и шар (капля) будет вытягиваться, приобретая яйцеобразную форму. При этом центр «тяжести» новой фигуры будет совпадать с центром тяжести шара (капли) в исходном положении. Аналогичные рассуждения можно провести и для случаев «в» и «г», только для случая «г» шар (капля) примет овальную форму, так как размеры электродов в этом случае одинаковые и в шаре (капле) не будет существовать непрерывный поток жидкости как в случаях «б» и «в», так как вследствие равенства давления жидкости у обоих электродов давление жидкости будет постоянным и жидкость переместится только один раз, пока шар (капля) не примет устойчивую овальную форму (рис. 91г). А в случаях «б» и «в» жидкость будет перемещаться постоянно, пока включен источник тока.

Рассуждения, проведенные для случая, показанного на рис. 91г, справедливы, если линии тока в капле проходят внутри цилиндрической поверхности с поперечным сечением, равным поперечному сечению электрода. Однако, логично допустить, что в связи с тем, что ток стремится проходить по наименьшему сопротивлению, линии тока в центральной части капли будут расходиться, выходя за пределы этого цилиндра. Что приведет к тому, что в центральной части капли токоведущее поперечное сечение будет больше чем у электрода и у столба дуги, граничащего с поверхностью капли. Это в свою очередь, вызовет перепад давления в жидком металле: в центральной части капли оно будет меньше, чем у торца электрода и у столба дуги, что приведет к образованию двух потоков жидкого металла в капле, направленных по оси капли от электрода и столба дуги в центральную часть капли, а на периферии капли эти потоки будут направлены к элект-

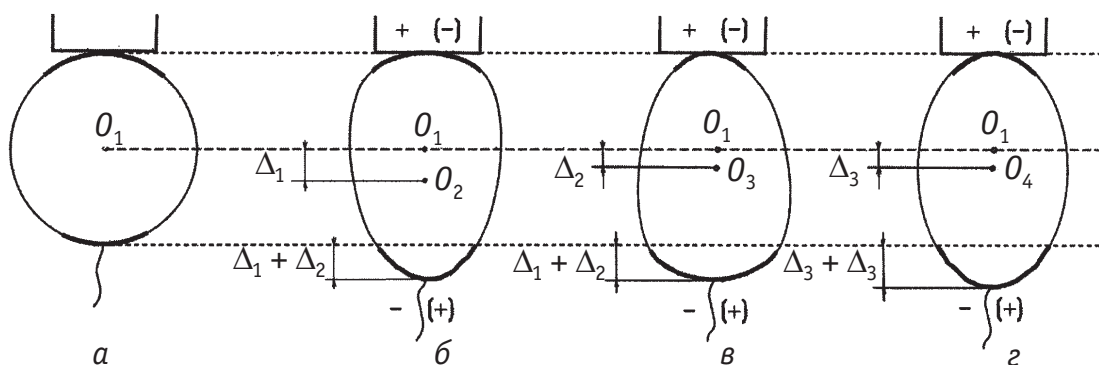


Рис. 92. Действие электромагнитной силы на гипотетический шар в присутствии цилиндра (электрода)

троду и столбу дуги соответственно. Взаимодействие этих потоков также приведет к вытягиванию шара (капли).

Теперь рассмотрим, что произойдет в более реальном случае, когда шар касается торца цилиндра, который в этом случае имитирует плавящийся электрод (см. рис. 92). В этом случае при деформации шара при прохождении по нему тока центр тяжести образовавшегося яйцеобразного тела сместится вниз, так как вытягивание шара вверх невозможно из-за наличия цилиндра (плавящегося электрода). При этом смещение центра тяжести из точки O_1 в точку O_2 будет равно $O, O_2 = \Delta_1$ (см. рис. 92б). Рассуждая аналогичным образом, можно показать, что для случая, показанного на рис. 92в, расстояние $O, O_3 = \Delta_2$. Для случая, показанного на рис. 92г, расстояние $O, O_4 = \Delta_3$. При этом перемещение нижней части шара (капли) для случая, показанного на рис. 92б, в, г, составит $\Delta_1 + \Delta_2$, $\Delta_2 + \Delta_1$ и $\Delta_3 + \Delta_3 = 2\Delta_3$ соответственно (см. рис. 91 и 92). Из сказанного следует, что $F_{э.м.к}$ при любых соотношениях $d_э$ и $d_{п}$ перемещает центр тяжести шара (капли) от торца электрода в сторону изделия.

Выводы

При любом соотношении размеров активного пятна на капле и поперечных размерах электрода электромагнитная сила в капле перемещает центр тяжести капли в сторону изделия.

5.5. Анализ силы, обусловленной втеканием жидкого металла в каплю

Силы, действующие на каплю при сварке, обуславливают характер переноса жидкого металла, который, в свою очередь, оказывает влияние на формирование сварного шва, в особенности при сварке с коротким замыканием, потери металла на разбрызгивание, интенсивность физико-химических реакций в жидком металле и т.д. Поэтому в сварочной литературе имеется много работ, посвященных изучению сил, действующих при электродуговой сварке плавящимся электродом. Однако сила, обусловленная втеканием жидкого металла в каплю, в сварочной литературе не рассматривалась. Поэтому рассмотрение этого вопроса производится в данном разделе.

Сила или импульс, который сообщает капле втекающий в нее жидкий металл в единицу времени, равен:

$$F = \frac{mV}{t}, \quad (5.20)$$

где m — масса жидкого металла, втекающего в каплю за время t , кг; V — скорость втекания жидкого металла в каплю, м/с; t — время наблюдения за каплей, с.

Если диаметр шейки ($d_{ш}$) капли равен диаметру сварочной проволоки ($d_{п}$), то $V = V_{п.п}$, где $V_{п.п}$ — скорость подачи проволоки, м/с. Если же $d_{ш} < d_{п}$, то $V = V_{п.п} S_{п}/S_{ш}$, где $S_{п}$ — площадь поперечного сечения проволоки, м²; $S_{ш}$ — площадь поперечного сечения шейки, м², что обусловлено непрерывностью подачи жидкого металла в каплю при $V_{п.п} = \text{const}$ и несжимаемостью жидкого металла.

Определим величину этой силы при капельном переносе металла по мере формирования капли на торце проволоки, которое характеризуется следующими существенными для проводимого анализа факторами: 1) сразу после отрыва очередной капли на торце электрода остается жидкий металл в

форме полусферы; 2) по мере втекания жидкого металла в каплю и увеличения ее размеров, образуется шейка, диаметр которой меньше $d_{\text{п}}$ и уменьшается по мере роста капли. Рассмотрим величину силы F , действующей на каплю в начальный период ее формирования (случай 1). Сила F , действующая на каплю за единицу времени ($t = 1$), в этом случае численно определяется формулой:

$$F = m'V_{\text{п.п}} \quad (5.21)$$

где m' — масса 1 м проволоки, кг, что при $d_{\text{п}} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ м, $V_{\text{п.п}} = 0,1$ м/с и при плотности железа $\rho = 7,8 \cdot 10^3$ кг/м³ составит $F = 1,57 \cdot 10^{-3}$ Н. (Формула (5.21) применима и в случае, если на торце проволоки после отрыва очередной капли остается жидкий металл, поверхность которого, имеющая форму части сферы, имеет радиус больший $d_{\text{п}}/2$. При этом сила поверхностного натяжения (F_{σ}), удерживающая полусферу жидкого металла на проволоке, при коэффициенте поверхностного натяжения проволоки марки Св-08Г2С $\sigma = 1,27$ Н/м [40, 41] равна $6,38 \cdot 10^{-3}$ Н, т.е. рассматриваемая сила F составит ~ 25 % от F_{σ} , при этом сама сила F_{σ} определяется по формуле:

$$F_{\sigma} = \pi d_{\text{п}} \sigma \quad (5.22)$$

По мере роста капли, между каплей и проволокой появляется шейка, диаметр которой меньше $d_{\text{п}}$ (случай 2). Величина силы F для этого случая, согласно вышесказанному, определится формулой:

$$F = m'V_{\text{п.п}} \frac{d_{\text{п}}^2}{d_{\text{ш}}^2}. \quad (5.23)$$

При $d_{\text{ш}} = 0,5d_{\text{п}}$ и подстановке тех же численных значений величин, входящих в формулу (5.23), что и при расчете силы F для первого случая, получим $F = 6,28 \cdot 10^{-3}$ Н, а величина F_{σ} для этого случая, определяемая формулой:

$$F_{\sigma} = \pi d_{\text{ш}} \sigma, \quad (5.24)$$

будет равна $F_{\sigma} = 3,19 \cdot 10^{-3}$ Н, т.е. почти в два раза меньше F . Однако на самом деле при рассмотрении силы F для реального случая необходимо учитывать то, что в процессе формирования капли, когда капля соосна оси проволоки, она по мере увеличения своего объема начинает ускоренно перемещаться от торца проволоки, что несколько уменьшает расчетную величину силы F , так как в этом случае необходимо из $V_{п.п}$ вычитать скорость центра массы капли по отношению к торцу проволоки.

При струйном переносе диаметр нижнего основания конуса, на котором формируется капля, примерно равен $0,5d_{п}$, а $V_{п.п}$ больше, чем при капельном переносе, например, для рассматриваемого случая, $V_{п.п} = 0,15$ м/с, величина силы F , определяемая по формуле (5.23), будет равна $F = 14,7 \cdot 10^{-3}$ Н, а F_{σ} , как и при расчете для случая 2 (см. выше) будет $F_{\sigma} = 3,19 \cdot 10^{-3}$ Н, т.е. F примерно в пять раз больше F_{σ}^* .

При более точных расчетах величины F необходимо учитывать расширение металла при плавлении и нагревании до температуры кипения в случае струйного переноса металла, что еще больше увеличивает величину F , так как при той же величине m' , определяемой $V_{п.п}$, приведет к увеличению скорости движения жидкого металла в рассматриваемой части конуса.

В связи с тем, что сила F_{σ} одна из основных сил, действующих на каплю при сварке, то можно считать, что сила F может быть не только сравнима по величине с другими силами, действующими при сварке, но и превосходит их.

Вывод

Показано, что сила, обусловленная втеканием жидкого металла в каплю, соизмерима с другими силами, действующими на каплю при сварке.

* Величина F_{σ} рассчитывалась без учета температурного снижения σ [14].

5.6. Сила, действующая на катод, обусловленная действием ионов, движущихся к катоду

Известно, что ионы, находящиеся в катодной области, притягивают к себе отрицательно заряженную поверхность катода.

В работе [96] показано, что при движении иона в катодной области в сторону катода в результате его взаимодействия с отрицательно заряженной поверхностью катода, ион приобретает некоторое количество движения в сторону катода. При этом точно такое же количество движения приобретает и катод по направлению к иону. При столкновении иона с поверхностью катода ион полностью передает ему полученное количество движения. В результате чего общее количество движения иона и катода уравнивается и становится равным нулю.

Аналогичные рассуждения можно провести и по отношению к любому другому иону, находящемуся в катодной области.

Исходя из этого в работе [96] сделан вывод о том, что результирующая сила действия ионов на катод равна нулю.

Вместе с тем, в работе, опубликованной в журнале «Автоматическая сварка» в 70–80 годах, не учитывается передача количества движения ионов катоду. В результате чего авторы пришли к выводу о том, что сила притяжения поверхности катода к ионам весьма значительна.

В сварочной литературе, несмотря на взаимоисключающие выводы, изложенные в этих работах, этот вопрос не рассматривался, несмотря на то что знания о силах, действующих при сварке, весьма важны.

Поэтому в настоящем разделе, с точки зрения автора настоящего издания, изложены некоторые аспекты этого вопроса, с целью заинтересовать исследователей этой проблемой.

Рассмотрим реальный процесс, происходящий в катодной области при движении в ней иона.

Если ион, набрав какое-то количество движения в катодной области, полностью отдает его катоду, то общее количество движения в результате будет равно нулю.

Теперь допустим, что ион, двигаясь к катоду, ударился об атом, передав ему какое-то количество движения. Естественно, что после этого столкновения ион передает катоду меньшее количество своего первоначального количества движения. В результате чего катод не дополучит часть количества движения иона и количество движения катода не уравнивается оставшимся количеством движения иона, т.е. на катод будет в этом случае действовать неуравновешенная сила.

Теперь рассмотрим, как может вести себя атом, получивший от иона часть его количества движения.

Если этот атом под действием каких-либо причин попадет на катод (например, в случае, если атом как до удара с ионом, так и после, двигался в сторону катода), то он вернет катоду то количество движения, которое потерял ион, и в результате общее количество движения, полученное катодом, приведет к тому, что результирующая сила, действующая на катод, будет равна нулю.

Аналогичный результат получится, если рассмотреть не одно столкновение иона с атомом, а его столкновения со многими атомами, при условии их последующего удара о катод.

Поскольку, рассмотренный ион не находился в каких-либо отличных условиях по отношению к другим ионам в катодной области, то этот вывод можно распространить на все ионы, движущиеся в катодной области к поверхности катода.

Откуда следует, что если катодная область, как система многих тел, была бы замкнутой, то есть из нее не выходили атомы, то результирующая сила со стороны ионов, действующая на катод, была бы равна нулю, так как атомы, в конечном итоге, ударяясь о катод, отдавали бы ему количество движения, полученное при столкновениях с ионами.

Теперь рассмотрим вариант, когда атом, при столкновении получивший от иона какое-то количество движения, после удара покидает катодную область.

Естественно, катод, после удара об него иона, ранее встретившегося с атомом, не дополучит некоторую часть от первоначального количества движения иона. В результате количество движения катода не уравнивается количеством движения иона, отдавшего часть своей энергии атому, вследствие чего на катод будет действовать сила, направленная от катода.

Аналогичные рассуждения можно привести для любых других ионов, движущихся в катодной области, и любых других атомов, покидающих катодную область, что может привести к появлению достаточно большой по величине силы, действующей на катод.

В реальных условиях из катодной области выходит достаточно большое количество испаренных с поверхности катода атомов, в виде достаточно мощного потока, в случае плавящегося катода, и не менее мощного потока защитного газа, в случае неплавящегося катода. Оба эти потока направлены от катода в сторону изделия. Следовательно, рассматриваемая сила может быть достаточно большой, но не может, в силу своей природы (рассмотренного механизма ее образования), быть больше реактивной силы испарения металла в случае плавящегося катода. Для доказательства этого рассмотрим следующий пример.

Атомы при испарении с поверхности катода получают определенное количество движения в сторону столба дуги, а катод — в противоположную сторону, в результате чего на катод действует реактивная сила испарения.

Если бы испаренные с поверхности катода атомы при ударах об ионы, движущиеся им навстречу, получили бы от них количество движения большее, чем имеется у атомов в результате испарения, то испаренные атомы не покидали бы катодную область, а меняли бы свое направление движения на противоположное.

Однако, как известно, пары испаренного металла интенсивно выходят из катодной области, что означает, что величина рассматриваемой силы значительно меньше реактивной силы испарения, на величину количества движения, уносимого испаренными атомами из катодной области.

Долю количества движения, которую отдают ионы атомам в катодной области, вероятно, можно оценить по доле энергии ионов, отдаваемой ими атомам и идущей на увеличение температуры плазмы в катодной области, рассмотренной в разделе 4.21.

Проведенные выше рассуждения и выводы, сделанные на их основе, справедливы независимо от материала, приведенного ниже.

Автор настоящего издания считает необходимым уведомить читателей о том, что он сомневается в справедливости доводов, изложенных в работе [96].

Действительно, при движении иона в катодной области ион получает некоторое количество движения в сторону катода. Точно такое же количество движения катод получает в сторону столба дуги и несколько сдвигается (в случае подвижного катода) за время полета рассматриваемого иона. После удара иона о катод как ион, так и катод прекращают свое движение, но катод уже сдвинулся на некоторое расстояние.

Теперь рассмотрим два иона, образовавшихся в катодной области не одновременно, идвигающихся к катоду на разных расстояниях от его поверхности. После удара первого иона о катод, второй ион, ещедвигающийся к катоду, также будет сообщать катоду некоторое количество движения, в результате чего катод будет продолжать двигаться в сторону столба дуги, и к моменту удара второго иона о катод, катод пройдет некоторое расстояние под действием второго иона, складывающееся с расстоянием, пройденным катодом под действием первого иона.

Эти рассуждения можно распространить на любое количество ионов в катодной области. В результате чего получает-

ся, что на катод будет действовать некоторая некомпенсированная сила, даже если не учитывать столкновения ионов с атомами в катодной области.

Вместе с тем величина этой силы должна быть меньше реактивной силы испарения при расположении катодной области на электроде, так как при сварке на прямой полярности на торце электрода образуются крупные капли, висят сбоку от электрода, что можно объяснить только действием реактивной силы испарения, которая в этом случае должна быть значительно большей, чем, рассматриваемая сила, стремящаяся переместить каплю (катод) в сторону изделия.

Приведенные рассуждения применимы не только к случаю сварки на прямой полярности, но и к случаю сварки на обратной полярности, когда катодная область находится у поверхности сварочной ванны и кратера.

ДОПОЛНЕНИЯ

6.1. Может ли сила совершать работу

Название статьи звучит парадоксально, ведь известно, что работа (A) равна произведению силы (F) на путь (S) при совпадении направления перемещения тела с направлением действия силы.

$$A = F S.$$

В книге Яворского Б.М. и Пинского А.А. «Основы физики», в томе I, издательства «Наука», М., 1974 г. На с. 45 сказано: «Понятие силы первоначально возникло из оценки мышечного напряжения», т.е. из обыденных жизненных представлений. Поэтому вначале рассмотрим именно обыденные представления о понятии «сила».

Узнать, какой человек сильнее, можно по максимальной величине груза, который каждый из соревнующихся может поднять или сдвинуть с места. Такая оценка величины силы человека выглядит естественно, как само собой разумеющееся.

Но если каждый из соревнующихся попытается и, естественно безрезультатно, сдвинуть стену многоэтажного дома, то в этом случае определить, какой из соревнующихся сильнее, невозможно. Или, если ни один из соревнующихся не смог даже приподнять штангу огромного веса, то неизвестно, кто из них сильнее. И это также является очевидным следствием обыденной практики.

Таким образом, из повседневной практики следует, что для определения силы человека необходимо, чтобы предмет, с помощью которого происходят испытания силы соревнующихся, перемещался, т.е. совершалась работа, на что, естественно, необходимы затраты энергии.

Поэтому в толковом словаре Академии Наук СССР «Словарь русского языка», под редакцией Евгеньева А.П., том I, М., «Русский язык», 1981 г. на с. 91 указывается: «Сила — способность производить какую-либо работу».

Рассмотрим теперь научное понятие силы. В справочнике по физике Яворского Б.М. и Детлафа А.А., М.: Наука, 1974, на с. 34 дано строго научное определение силы: «Сила... является

мерой механического воздействия на... тело со стороны других тел или полей. Сила полностью задана, если указаны ее численное значение, направление и точка приложения».

Это определение силы состоит из двух частей, первой, изложенной с физической точки зрения, где дается обобщенное описание реальных явлений, и второй, можно сказать, изложенной с математической точки зрения, где указывается, какими параметрами задается сила.

В первой части, которая представляет собой физическую сторону, основная информационная нагрузка приходится на слово «воздействие». Поскольку понятийный смысл этого слова в дальнейшем в названной книге не уточняется, то оно употреблено в рассматриваемом определении силы в общепринятом понимании.

В упомянутом ранее словаре русского языка на с. 199 написано: «Воздействие — действие, оказываемое кем-либо, чем-либо на кого-либо, что-либо». В этом же словаре на с. 378, в одном из вариантов слово «действие» истолковывается следующим образом: «Действие — работа, функционирование машины, механизма». И это естественно, ведь каждый знает, что выполнить какое-либо действие без затрат энергии невозможно. Следовательно, в первой части определения силы, описывающей реальную сторону явлений, неявно подразумевается энергетическая сторона явления. Во второй же части определения силы ни о каком энергетическом параметре не упоминается. Следовательно, вторая конкретизирующая часть определения силы не полностью соответствует первой. Следовательно, сила, заданная тремя параметрами (величиной, направлением и точкой приложения) не полностью отражает реальные явления, так как не имеет энергетической характеристики, а это означает, что таким образом заданная сила не может совершать работу. Для подтверждения изложенного рассмотрим следующий пример.

Пусть тело 1, обладая запасом энергии, действует на тело 2 с силой F , перемещая его по горизонтальной плоскости и пре-

одолевая силу трения. При этом считается, что сила F совершает работу по перемещению тела 2. Однако движение тела 2 не может продолжаться бесконечно долго, так как для этого необходимо, чтобы тело 1 обладало бы бесконечно большой энергией. После того, как избыточная энергия тела 1 израсходуется на совершение работы по перемещению тела 2, оба тела остановятся и сила F исчезнет. Абстрагируясь, это можно записать так: сила F , действующая на тело 2, имела определенный запас энергии для перемещения тела 2 на некоторое расстояние S .

Примером из практики может служить движение железнодорожного состава. Состав движется до тех пор, пока паровоз создает необходимую тягу благодаря энергии в котле, получающейся при сжигании угля. Как только закончится уголь в топке паровоза, остановится и железнодорожный состав, т.е. сила тяги исчезнет. Следовательно, сила тяги паровоза имеет запас энергии, ограниченный запасом на паровозе угля.

Таким образом, для полной характеристики силы необходимо задавать ее энергетический запас, т.е. способность совершить требуемую по условию задачи работу.

Выводы

1. Если сила не обладает энергией, то она не существует.
2. Обнаружить силу можно только после совершения ею работы.
3. Сила — это способ передачи энергии от одного тела к другому.

6.2. Дополнение к разделу 4.1

В разделе 4.1 при выводе формулы (4.1) считалось, что вся энергия электронов, приобретаемая ими при прохождении катодной области, расходуется на ионизацию атомов в этой

области и при этом в дальнейшем считалось, что все эти ионы переносят ионный ток в катодной области.

При этом не было доказано, что в катодной области образуется только то количество ионов, которое необходимо для переноса ионного тока в ней при данных условиях горения дуги (при заданном режиме сварки), то есть не было доказано, что именно эти ионы переносят ионный ток в катодной области.

Для доказательства этого проведем следующие рассуждения.

Любая система многих тел, независимо от того, является ли она замкнутой или открытой системой, то есть обменивается ли она энергией с другими системами или нет, всегда, в любой момент времени, стремится к минимуму энергии, находящейся в ней, независимо идет в ней накопление или убыль энергии. При этом если система находится в стабильном состоянии, например, получает столько же энергии, сколько и отдает независимо от вида энергии, то ее собственная энергия в этом случае минимальна из всех возможных вариантов, допускаемых в этом случае.

Последнее в частности относится к катодной области при установившемся режиме сварки. Поэтому в ней должно образовываться минимальное количество ионов, необходимое для поддержания системы в заданном состоянии, так как их энергия значительно больше энергии просто возбужденных, но не ионизированных атомов.

Кроме того, с нижней стороны по количеству образующихся ионов существует ограничение: их не должно быть меньше того количества ионов, которое необходимо для протекания требуемого ионного тока при заданном режиме сварки. В противном случае, если ионов будет образовываться меньше, то ток дуги начнет неограниченно уменьшаться (при $\beta = \text{const}$, см. разделы 4.16 и 4.18, то есть при $I_i/I_e = \text{const}$) и дуга погаснет.

Если же ионов в катодной области будет образовываться больше, чем это необходимо при заданном режиме сварки, то

ток дуги начнет неограниченно возрастать, так как согласно разделам 4.16 и 4.18 отношение I_i/I_e в катодной области постоянно, что невозможно, и приведет к самоуничтожению дуги. Это условие ограничивает количество образующихся ионов сверху.

Следовательно, в катодной области образуется лишь то количество ионов, которое необходимо для переноса ионного тока в ней при заданном режиме горения дуги.

Иначе: все ионы, образующиеся в катодной области, участвуют в переносе ионного тока в этой области.

6.3. Дополнение к разделу 4.4

Любая система многих тел, независимо от того, увеличивается или уменьшается ее энергия в рассматриваемый момент времени постоянно стремится к минимуму энергии в ней. При этом любое увеличение энергии системы является вынужденным.

То же самое можно сказать и о системе или системах, от которых рассматриваемая система многих тел получает энергию, так как эти системы, подчиняясь тому же принципу, тоже стремятся к минимуму энергии в них, и именно поэтому передают свою энергию рассматриваемой системе.

То же самое можно сказать и о концентрации энергии в заданном объеме любой системы многих тел.

Сказанное в полном объеме относится и к совокупности частиц в катодной области, которые при установившихся условиях (при постоянном режиме сварки) должны обладать минимальной энергией из всех возможных в этих условиях энергетических состояний.

Примерами того, что совокупность частиц, заполняющая катодную область, всегда стремится к минимуму энергии, могут быть, например, следующие известные факты: возбужденные

атомы стремятся перейти в невозбужденное состояние, электроны притягиваются к положительно заряженным ионам, электроны отталкиваются друг от друга и т.д. Это происходит потому, что во всех приведенных случаях энергия совокупности этих частиц при этом уменьшается.

6.4. Условность деления катодной области на бесстолкновительную и ионизационную части

В настоящее время катодную область делят на бесстолкновительную часть, расположенную у поверхности катода, в которой считается, что ионы и электроны движутся без соударений, и ионизационную часть, расположенную между бесстолкновительной частью и столбом дуги [37, 53, 65].

Вначале рассмотрим, что из себя представляет часть катодной области, расположенная у поверхности катода, которую, как правило, называют бесстолкновительной.

Мысленно представим, что слева от плоскости I–I, расположенной на поверхности плоского катода, находится катодная область, а справа — катод. Частицы в катодной области движутся так: слева направо движутся ионы, а справа налево движутся электроны и поток нейтральных атомов, последние под действием теплового хаотического движения частично могут двигаться и слева направо. При этом в катодной области все эти частицы могут произвольным образом сталкиваться друг с другом.

Допустим, что справа от плоскости I–I катода нет и вместо него там расположена катодная область. Тогда сечение I–I ничем не будет отличаться от других частей катодной области и справа от плоскости I–I у ее поверхности также будут произвольно соударяться электроны, ионы и атомы, как и в любой другой части катодной области: ионы будут двигаться вправо,

электроны — влево, а атомы будут поступать к плоскости I–I как справа, так и слева, перемещаясь по катодной области примерно хаотично, но с общим направлением справа налево (учитывая потоки в реальной катодной области, которые направлены от катодного пятна).

Теперь справа на плоскости I–I поместим поверхность катода. В этом случае как ионы, так и электроны, как двигались в ранее рассмотренном случае, так и будут двигаться в тех же направлениях.

Единственным отличием будет движение атомов у поверхности катода. Если раньше, в предыдущем рассмотрении, атомы могли проходить через плоскость I–I, двигаясь как слева направо, так и наоборот, то теперь атомы,двигающиеся от катодной области в сторону катода в случае плавящегося катода, будут «прикипать» к поверхности катода (см. раздел 4.2), а атомы защитного газа, в случае неплавящегося катода, будут отскакивать от его поверхности (если бы эти атомы оставались на поверхности катода, то свойства катода по мере горения дуги заметно изменялись бы, чего на самом деле не происходит).

В случае неплавящегося электрода поток атомов, отраженных от поверхности катода, компенсирует поток атомов, приходивших справа от плоскости I–I, когда считалось, что катода у этой плоскости нет. Это означает, что условия столкновения ионов, электронов и атомов и у самой поверхности катода будут такими же, что и при рассмотрении этих условий в плоскости I–I без катода. Следовательно, никакой бесстолкновительной области у поверхности катода в этом случае нет.

Единственное отличие заключается в том, что отраженные от поверхности катода атомы, будут иметь несколько меньшую температуру в связи с тем, что катод имеет температуру меньшую, чем температура плазмы в катодной области, но это не принципиально в рассматриваемом вопросе и не влияет на сделанный вывод.

В случае плавящегося катода атомы, ударившиеся о катод, как отмечалось ранее, будут «прикипать» к его поверхности,

однако, место отскочивших от поверхности катода атомов, как это происходит в варианте неплавящегося катода, в этом случае займут атомы, испаряющиеся с плавящегося катода, которые также имеют температуру меньшую температуры плазмы в катодной области, что, как отмечалось ранее, не принципиально при рассмотрении данного вопроса.

Таким образом, и в этом случае ионы и электроны двигаются так же, как и без наличия поверхности катода на плоскости I–I, при этом атомы также движутся как слева направо, так и справа налево. Следовательно, и в этом случае никакой бесстолкновительной области тоже нет.

Теперь рассмотрим, какую часть катодной области занимает ионизационное пространство, т.е. ту часть катодной области, где происходит ионизация нейтральных атомов под действием ударов электронов, вышедших из катода, что является основной причиной образования ионов в катодной области (см. раздел 4.9).

В разделе 3.5 показано, что энергия ионизации атомов, находящихся в плазме, существенно меньше их потенциала ионизации. При этом в разделе 3.5 вычислена не истинная энергия ионизации атомов, а ее средняя величина, которая может значительно отличаться от энергии ионизации конкретного атома, так как энергия ионизации отдельных атомов может быть существенно меньше средней энергии ионизации, рассчитанной для большинства возбужденных атомов в плазме при определенных условиях.

Это объясняется тем, что каждый атом в плазме имеет дополнительную энергию возбуждения, полученную от ударов о другие атомы, отличную от аналогичной энергии любого другого атома. Поэтому в плазме всегда есть возбужденные атомы с весьма малой энергией ионизации, которые могут быть ионизированы электронами с малой кинетической энергией.

Такие электроны обычно находятся либо почти у самой поверхности катода, где напряженность электрического поля максимальна, что позволяет получить электронам, вышедшим из катода, достаточную кинетическую энергию даже на

весьма малых расстояниях от поверхности катода, либо у границы катодной области со столбом дуги, где напряженность электрического поля минимальна и близка к напряженности поля в столбе дуги.

Поэтому ионизация в этих частях катодной области вполне возможна, но ее эффективность меньше, чем в центральной части катодной области, где напряженность электрического поля достаточно велика для приобретения электронами кинетической энергии, достаточной для ионизации возбужденных атомов со средней энергией ионизации. Поскольку таких атомов большинство и к ним добавляются возбужденные атомы и с меньшей энергией ионизации, то вероятность ионизации в средней части катодной области высока и превосходит вероятность ионизации в периферийных частях катодной области.

Из сказанного следует, что наибольшая концентрация образующихся ионов находится в центральной части катодной области, а наименьшая — на периферийных ее участках, и во всем объеме катодной области происходит ионизация возбужденных атомов, т.е. неправомерно считать, что ионизация атомов в катодной области происходит в какой-то особой ее части.

Необходимо также отметить, что в этом разделе говорится не о концентрации ионов в конкретной части катодной области, а о концентрации образующихся в единицу времени ионов в рассматриваемой части катодной области.

6.5. Способ оценки величины доли энергии электронов, расходуемой на ионизацию атомов в катодной области

В настоящем разделе предлагается способ расчета величины доли энергии электронов, выходящих из катода, расходуемой на ионизацию атомов в катодной области (коэффициент a , см. раздел 4.1).

Величину коэффициента a , в качестве примера, определим для случая сварки в аргоне на прямой полярности проволокой марки Св-08Г2С.

Пусть ток дуги равен $I_d = 300$ А, тогда катодное падение напряжения U_K будет $U_K = 9$ В (см. раздел 4.1), а энергия, необходимая для ионизации атомов в катодной области с учетом снижения потенциала ионизации атомов под влиянием температуры плазмы (см. раздел 4.1), составит $W_{i1} = 3,5$ эВ при температуре катодной области $7 \cdot 10^3$ К и $W_{i2} = 1,6$ эВ при температуре катодной области $10 \cdot 10^3$ К (см. раздел 4.1). При этом доли ионного тока соответственно будут равны: $\beta_1 = 0,7$ и $\beta_2 = 0,83$ (см. раздел 4.1).

Количество ионов, образующихся в катодной области и переносящих в ней ионный ток*, определяется формулой $N_i = \beta I_d / e$, где e — заряд электрона, Кл, поэтому количество ионов для первого варианта будет равно $N_{i1} = \beta_1 I_d / e = 13,12 \cdot 10^{20}$ 1/сек, а для второго варианта $N_{i2} = \beta_2 I_d / e = 15,56 \cdot 10^{20}$ 1/сек.

Энергия, потребовавшаяся для ионизации N_i ионов с энергией ионизации W_i определяется формулой $W = W_i N_i$. Следовательно, согласно первому варианту, на ионизацию N_{i1} ионов была затрачена энергия $W_1 = W_{i1} N_{i1} = 3,5 \cdot 13,12 \cdot 10^{20} = 45,94 \cdot 10^{20}$ эВ/сек, а по второму варианту $W_2 = W_{i2} N_{i2} = 1,6 \times 15,56 \cdot 10^{20} = 24,90 \cdot 10^{20}$ эВ/сек.

Общая энергия электронов (W_e), проходящих через катодную область, равна $W_e = (1 - \beta) I_d U_K / e$, поэтому для первого варианта $W_{e1} = (1 - \beta_1) I_d U_K / e = 50,63 \cdot 10^{20}$ эВ/сек, а для второго варианта $W_{e2} = (1 - \beta_2) I_d U_K / e = 28,69 \cdot 10^{20}$ эВ/сек.

Величина коэффициента a определяется отношением $a = W / W_e$ и для первого варианта составит $a_1 = W_1 / W_{e1} = 0,91$, а для второго варианта $a_2 = W_2 / W_{e2} = 0,87$.

Теперь определим величину коэффициента a без учета температурного снижения энергии ионизации атомов в плаз-

* Количество ионов, входящих в катодную область из столба дуги относительно мало, и ими можно пренебречь.

ме и будем считать, что энергия ионизации каждого атома равна потенциалу ионизации U_i , который для атомов железа равен $U_i = 7,9$ эВ.

При рассматриваемом токе $I_d = 300$ А, $U_K = 9$ В, а $\beta \approx 0,5$ (см. раздел 4.1). Тогда количество ионов железа, образующихся в катодной области в единицу времени, будет равно $N_i = \beta I_d / e = 9,38 \cdot 10^{20}$ 1/сек, а энергия, потребовавшаяся на их образование, равна $W = U_i \cdot N_i = 74,10 \cdot 10^{20}$ эВ/сек.

За единицу времени через катодную область в рассматриваемом случае пройдет следующее количество электронов $N_e = (1 - \beta) I_d / e = 9,38 \cdot 10^{20}$ 1/сек.

Общая энергия всех электронов, проходящих через катодную область, будет равна $W_e = U_K N_e = 84,42 \cdot 10^{20}$ эВ/сек, следовательно, величина коэффициента a будет равна $a = W / W_e = 0,88$, что совпадает с ранее найденными величинами коэффициента a .

В общем случае величина коэффициента a определяется по формуле

$$a = \frac{\beta U_i}{(1 - \beta) U_K} \text{ или } a = \frac{\beta W_i}{(1 - \beta) U_K}.$$

Недостатком рассмотренного способа нахождения величины коэффициента a является то, что она определяется через величину β , которая, в свою очередь, зависит от коэффициента a^* (см. раздел 4.1).

Однако для приближенных расчетов, каковыми по сути дела являются все расчеты процессов в столбе дуги и в приэлектродных областях, точность определения величины коэффициента a вполне достаточна.

* В этом разделе также подразумевается, что подавляющая часть ионов в катодной области образуется за счет ударов электронов, что согласно разделу 4.9 правомерно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черный О.М. Механизм для подачи сварочной проволоки // Сварочное производство. — 2001. — № 4. — С. 52–53.
2. Алов А.А., Виноградов В.С. Влияние вибрации электрода на процесс дуговой сварки и свойства швов // Сварочное производство. — 1958. — № 9. — С. 19–22.
3. Лебедев В.А., Мошкин В.Ф., Пичак В.Г. Выбор конструкции одностороннего захвата для импульсной подачи электродной проволоки // Сварочное производство. — 2001. — № 4. — С. 19–24.
4. Патон Б.Е., Воропай Н.М., Бучинский В.Н., Расстегаев В.В., Фенев С.В. Управление процессом дуговой сварки путем программирования скорости подачи электродной проволоки // Автоматическая сварка. — 1977. — № 1. — С. 1–5, 15.
5. Черный О.М. Токоподводящие наконечники многократного использования для сварочных горелок // Сварочное производство. — 1990. — № 5. — С. 22–23.
6. Черный О.М. Конструкция токоподвода к сварочной проволоке // Сварочное производство. — 1988. — № 1. — С. 21.
7. Черный О.М. Мундштуки для крепления «сапожков» на горелках при сварке тонкими проволоками // Сварочное производство. — 1990. — № 7. — С. 24–25.
8. Черный О.М. Токоподвод к сварочной проволоке при многократном использовании сменных наконечников // Сварочное производство. — 1999. — № 12. — С. 33–34.
9. Черный О.М. Переносное универсальное устройство для формирования корня сварного шва // Сварочное производство. — 1992. — № 12. — С. 11.
10. Черный О.М. Улучшение возбуждения дуги // Сварочное производство. — 1998. — № 5. — С. 46.
11. Черный О.М. Усовершенствованная конструкция токоподвода к сварочной проволоке для многократного использования сменных токоподводящих наконечников // Сварочное производство. — 2002. — № 3. — С. 38–39.
12. Грановский А.В., Макаренко Н.А. Сопла газовой горелки, обеспечивающие повышение скорости истечения газов // Сварочное производство. — 1992. — № 6. — С. 27.
13. Черный О.М. Влияние эффекта Рамзауэра на параметры катодной области аргоновой дуги с неплавящимся электродом // Автоматическая сварка. — 2006. — № 3. — С. 47–48.
14. Черный О.М. Действие силы поверхностного натяжения на перенос электродного металла // Сварочное производство. — 1994. — № 7. — С. 30–32.

15. Справочник по элементарной математике. — Киев: Наукова думка, 1973. — С. 483.
16. *Потапьевский А.Г.* Сварка в защитных газах плавящимся электродом. — М.: Машиностроение, 1974. — С. 131, 55, 41, 81, 62, 28, 29, 54, 24, 22, 23, 169, 199.
17. *Андронов В.Н., Чекин Б.В., Нестеренко С.В.* Жидкие металлы и шлаки. М.: Металлургия, 1977. — С. 127, 25.
18. *Кунин Л.Л.* Поверхностные явления в металлах. — М., 1955. — С. 304, 38, 160–182.
19. *Еременко В.Н., Иващенко Ю.Н., Хиля Г.П.* Исследования свободной поверхностной энергии и плотности жидких свинца и таллия, и их сплавов // Поверхностные явления в расплавах. — Киев: Наукова думка, 1968. — С. 165–169.
20. *Ниженко В.И., Флока Л.И.* Поверхностные свойства железоуглеродистых расплавов на границе раздела расплав-пар и сплав-графит // Поверхностные явления в расплавах. — Киев: Наукова думка, 1968. — С. 130–138.
21. *Лебедев Р.В., Пугачевич П.П.* Установка для измерения поверхностного натяжения щелочных металлов // Поверхностные явления в расплавах. — Киев: Наукова думка, 1968. — С. 110–113.
22. Физико-химические свойства элементов. — Киев: Наукова думка, 1965. — С. 208, 112, 202, 226, 11, 17, 18, 245, 298, 244.
23. *Филиппов Л.П.* Свойства жидких металлов. — М.: МГУ, 1988. — С. 75.
24. *Черный О.М.* Поверхностное натяжение при струйном переносе электродного металла // Сварочное производство. — 1996. — № 4. — С. 28–29.
25. *Ерохин А.А.* Основы сварки плавлением. — М.: Машиностроение, 1973. — С. 88, 104, 42, 40, 55, 401.
26. *Фрумин И.И.* О размере капель металла при переносе в дуге // Автоматическая сварка. — 1957. — № 5. — С. 64–70.
27. *Петров А.В.* Перенос металла в дуге и проплавление основного металла при сварке в среде защитных газов // Автоматическая сварка. — 1957. — № 4. — С. 19–28.
28. *Верченко В.Р.* Перенос металла в дуге при сварке плавящимся электродом в среде защитных газов // Автоматическая сварка. — 1958. — № 11. — С. 40–47.
29. *Ковалев И.М., Акулов А.И.* Размеры и частота переноса капель электродного металла при сварке плавящимся электродом в аргоне // Автоматическая сварка. — 1969. — № 8. — С. 12–16.
30. *Римский С.Т., Свещинский В.Г., Смиян О.Д.* Перенос электродного металла в защитных газах с добавкой кислорода // Автоматическая сварка. — 1979. — № 10. — С. 22–26.

31. Ковалев И.М., Акулов А.И. Относительное движение капель электродного металла в потоке плазмы при сварке в защитных газах // Автоматическая сварка. — 1969. — № 12. — С. 27–30.
32. Небылицын Л.Б., Ленивкин В.А., Дюргеров Н.Г. Определение параметров плазменной струи при сварке плавящимся электродом // Автоматическая сварка. — 1976. — № 2. — С. 8–10.
33. Евченко В.М., Черный О.М. Определение скорости газовых потоков в дуге при сварке в углекислом газе активированным электродом // Сварочное производство. — 1977. — № 2. — С. 8–9.
34. Патон Б.Е., Патапьевский А.Г. Виды процессов сварки в защитных газах стационарной и импульсной дугой // Автоматическая сварка. — 1973. — № 10. — С. 1–8.
35. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомен А.С. Теплопередача. М.–Ленинград: Энергия, 1965. — С. 231.
36. Петров А.В. Перенос металла в дуге при сварке плавящимся электродом в среде защитных газов // Автоматическая сварка. — 1955. — № 2. — С. 26–33.
37. Лесков Г.И. Электрическая сварочная дуга. М.: Машиностроение, 1970. — С. 203, 75, 261, 114, 117, 30, 93, 95, 122, 99, 65, 123, 40, 19, 98, 53, 52, 110–115, 108, 104, 106, 72, 116, 109.
38. Антоненко Т.И. Применение метода коррелятивных функций к расчету поверхностных характеристик нормальных жидкостей // Поверхностные явления в расплавах. — Киев: Наукова думка, 1968. — С. 38–44.
39. Соловьев А.Н. Применение теории свободного объема для расчета поверхностного натяжения жидкостей // Поверхностные явления в расплавах. — Киев: Наукова думка, 1968. — С. 44–47.
40. Воронай Н.М. Поверхностное натяжение расплава металла сварочной проволоки // Автоматическая сварка. — 1978. — № 9. — С. 68–69.
41. Черный О.М. Способы определения коэффициентов поверхностного натяжения расплавов сварочных проволок // Сварочное производство. — 1991. — № 9. — С. 22–23.
42. Черный О.М. Оценка воздействия электростатической силы на перенос электродного металла // Сварочное производство. — 1998. — № 7. — С. 29–31.
43. Ленивкин В.А., Черный О.М. Влияние потока плазмы с поверхности ванны на характер переноса металла при сварке в углекислом газе // Сварочное производство. — 1987. — № 4. — С. 43, 46.
44. Черный О.М. Улучшение возбуждения дуги // Сварочное производство. — 1998. — № 5. — С. 46.
45. Ронский Л.М. Перенос металла при сварке в CO_2 // Автоматическая сварка. — 1960. — № 10.

46. Телеснин Р.В. Молекулярная физика. — М.: Высшая школа, 1973. — С. 29, 37, 77, 113, 55, 39, 45, 36, 102, 104, 107.
47. Хейз У.Д., Пробетин Р.Ф. Теория гиперзвуковых течений. — М.: Издательство иностранной литературы, 1962. — С. 31, 217.
48. Аржаников Н.С., Садекова Г.С. Аэродинамика больших скоростей. — М.: Высшая школа, 1965. — С. 60.
49. Ибатулин Б.Л., Климов Л.Н. Влияние активирования электродной проволоки на среднюю температуру столба дуги в углекислом газе // Сварочное производство. — 1970. — № 5. — С. 11–12.
50. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972. — С. 565, 568, 203–206, 108.
51. Дятлов В.И. Элементы теории переноса электродного металла при электродуговой сварке // Новые проблемы сварочной техники. — Киев: Техника, 1964. — С. 167–182.
52. Hertoch V. Czechosl. Journ. Phys., 9, 221, 1959.
53. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968. — С. 40, 53, 50, 56, 54, 55.
54. Ленивкин В.А., Варуха Б.Н., Петров П.И., Дюргеров Н.Г., Гуфан Р.М., Мергольд В.М. Экспериментальное определение проводимости сварочной дуги // Сварочное производство. — 1981. — № 11. — С. 9–11.
55. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1974. — С. 910, 254, 406, 206, 911.
56. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 1. — М.: Наука, 1984. — С. 227, 306.
57. Мечев В.С., Ерошенко Л.Е. Определение температуры плазмы дугового разряда в аргоне // Автоматическая сварка. — 1970. — № 8. — С. 1–6.
58. Хренов К.К. Электрическая сварочная дуга. — Киев–М.: Машгиз, 1949. — С. 50, 156.
59. Теоретические основы сварки / Под ред. В.В. Фролова. — М.: Высшая школа, 1970. — С. 66, 101, 84, 82.
60. Походня И.К. Газы в сварных швах. — М.: Машиностроение, 1972. — С. 6, 29.
61. Ерошенко Л.Е. Мечев В.С. Определение температуры в столбе электрической дуги в CO_2 // Автоматическая сварка. — 1984. — № 10. — С. 71–72.
62. Рабинович В.А., Хавин З.Я. Краткий химический справочник. — Л.: Химия, 1977. — С. 68, 84, 111.
63. Акулов А.А. Некоторые энергетические параметры дуги в аргоне с плавящимся электродом // Автоматическая сварка. — 1966. — № 7. — С. 23–27.
64. Алов А.А. Основы теории процессов сварки и пайки. — М.: Машиностроение, 1964. — С. 79, 81, 78.

65. Жуков М.Ф. и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. — Новосибирск: Наука, 1982. — С. 9.
66. Арифов У.А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. — М.: Наука, 1968. — С. 349.
67. Френкель Я.И. Собрание избранных трудов. Т. 3. Кинетическая теория жидкостей. — М.– Л.: Изд-во Академии наук СССР, 1959.
68. Белогуров Б.В. Теория поверхностного натяжения // Поверхностные явления в расплавах и процессах порошковой металлургии. — Киев: Изд-во Академии наук УССР, 1963. — С. 19–29.
69. Ухов В.Ф., Ватолин Н.А., Ченцов В.П. Зависимость поверхностного натяжения расплавов на основе палладия и серебра от температуры. Физическая химия металлургических расплавов // Труды Института металлургии УНЦ АН СССР. — Свердловск, 1971. — Вып. 25. — С. 30–36.
70. Golden D.E., Bandel H.W. Low-Energy e-Ar Total Scattering Cross Section, Phys. Rev. 149,58 (1966).
71. Друкарев Г.Ф. Столкновения электронов с атомами и молекулами. — М.: Наука, 1978. — С. 13.
72. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. — М.: Высшая школа, 1971. — С. 78.
73. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 1. — М.: Наука, 1974. — С. 312–315.
74. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. — М.: Наука, 1972. — С. 393.
75. Кумахов М.А. Комаров Ф.Ф. Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах. — Минск: Изд-во БГУ им. В.И. Ленина, 1979. — С. 269.
76. Арифов У.А., Раджабов Т.Д. Сорбционные процессы при взаимодействии заряженных частиц с поверхностями твердых тел. — Ташкент: Изд-во «Фан» Узбекской ССР, 1974. — С. 68, 70.
77. Бутиков Е.И., Быков А.А., Кондратьев А.С. Физика. — М.: Наука, 1982. — С. 75.
78. Хайретдинов А.Е., Мазель А., Панибратцев Б.К. Распределение напряжения и напряженности поля вдоль дуги при сварке покрытыми электродами // Автоматическая сварка. — 1981. — № 6. — С. 66–68.
79. Физическая энциклопедия. Т. 4 — М.: Научное изд-во «Большая российская энциклопедия, 1994. — С. 421.
80. Сена Л.А. Единицы физических величин и их размерности. — М.: Наука, 1977. — С. 321, 260.
81. Тамм И.Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1976. — С. 88, 78.

82. Рыков В.И. и др. Применение термодинамического метода для изучения поверхностных свойств жидкостей и их взаимосвязи с другими свойствами // Поверхностные явления в расплавах. — Киев: Наукова думка, 1968. — С. 47–63.
83. Задумкин С.М. Некоторые теоретические результаты исследований по-верхностного натяжения металлов // Поверхностные явления в расплавах и процессах порошковой металлургии. — Киев:Изд-во Академии наук УССР, 1963. — С. 7–18.
84. Яворский Б.М., Пинский А.А. Основы физики. Т. 1. — М.: Наука, 1974. — С. 288, 289, 243.
85. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1969. — С. 21, 16.
86. Акулов А.И. К вопросу о падении напряжения в приэлектродных областях сварочной дуги // Автоматическая сварка. — 1964. — № 9. — С. 42–46.
87. Черный О.М. Влияние легкоионизирующихся веществ на струйный перенос при сварке током прямой и обратной полярности // Сварочное производство. — 2005. — № 1. — С. 11–15.
88. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 2. — М.: Наука, 1973. — С. 40.
89. Зайдель А.Н. Ошибки измерений физических величин. — Л.: Наука, 1974. — С. 15, 17.
90. Черный О.М. Влияние сил поверхностного натяжения на струйный перенос металла при сварке током обратной полярности // Сварочное производство. — 2004. — № 4. — С. 19–21.
91. Миссол В. Поверхностная энергия раздела фаз в металлах. — М.: Металлургия, 1978. — с.83.
92. Баум Б.А. Металлические жидкости. М.: Наука. — 1979. — С. 42.
93. Еременко В.М., Иващенко Ю.Н., Марценюк П.С. Методика и результаты измерений свободной поверхностной энергии тугоплавких и активных металлов // Поверхностные явления в расплавах. — Киев: Наукова думка, 1968. — С. 148–154.
94. Телеснин Р.В., Яковлев В.Ф. Курс физики. Электричество. — М.: Просвещение, 1970. — С. 181.
95. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 2. Электричество. — М.: Наука, 1973. — С. 318.
96. Рожанский Д.А. Физика газового разряда. — М.–Л.: Объединенное научно-техническое издательство НКТП СССР. Главная редакция технико-теоретической литературы, 1937. — С. 293, 294.
97. Филиппов Л.П. Прогнозирование теплофизических свойств жидкостей и газов. — М.: Энергоатомиздат, 1988.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
Глава 1. ПРАКТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СВАРКИ	4
1.1. Устранение разбрызгивания и улучшение формирования сварных швов при сварке в углекислом газе	5
1.2. Увеличение вязкости сварных швов с помощью приставки к станкам очистки сварочной проволоки	9
1.3. Механизм для подачи сварочной проволоки	11
1.4. Механизм подачи сварочной проволоки, расположенный в валу электродвигателя	15
1.5. Токоподводящие наконечники многократного использования для сварочных горелок	25
1.6. Конструкция токоподвода к сварочной проволоке	28
1.7. Мундштуки для крепления «сапожков» на горелках при сварке тонкими проволоками	30
1.8. Токоподвод к сварочной проволоке при многократном использовании сменных наконечников	32
1.9. Усовершенствованная конструкция токоподвода к сварочной проволоке для многократного использования сменных токоподводящих наконечников	35
1.10. Переносное универсальное устройство для формирования корня сварного шва	38
1.11. Электрододержатель для ручной дуговой сварки	39
1.12. Способы заварки малых отверстий и трещин в паро- и газотрубопроводах	41
1.13. Горелка, позволяющая создавать электромагнитное поле в зоне сварки	43
1.14. Горелка, позволяющая создавать регулируемое магнитное поле в зоне сварки	49
1.15. Улучшение формирования сварных швов с помощью электромагнитного поля	52
1.16. Улучшение возбуждения дуги	53
1.17. Расширение технологических возможностей контактных точечных машин МТ-809	54
1.18. Мундштук для керосинокислородных резаков	56
1.19. Сопла для газовых горелок	58

Глава 2. ПРИЧИНЫ ХАРАКТЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУЙНОГО ПЕРЕНОСА МЕТАЛЛА	60
2.1. Причина скачкообразного перехода от капельного переноса металла к струйному	61
2.2. Причина уменьшения критического тока с увеличением вылета электрода	66
2.3. Причина образования конуса жидкого металла на торце электрода при струйном переносе	67
2.4. Причина зависимости длины конуса жидкого металла на торце электрода от его теплопроводности	70
2.5. Причина линейной зависимости диаметра отрывающихся капель от диаметра электрода при струйном переносе	72
2.6. Причина характерного шипения при струйном переносе	78
2.7. Причина скачка тока при переходе от капельного переноса металла к струйному	79
2.8. Причина отсутствия струйного переноса при сварке малыми диаметрами электродов	81
2.9. Прогнозирование величины критического тока при разработке новых марок сварочных проволок	92
2.10. Причины образования струйного переноса при сварке проволоками с покрытиями из легкоионизирующихся веществ на прямой и обратной полярностях, и преимущества процесса сварки в CO_2 проволокой с покрытием из K_2CO_3 в сравнении с обычной проволокой	95
2.11. Причина гистерезиса критического тока при сварке на прямой полярности проволокой с покрытием из легкоионизирующихся веществ	104
Глава 3. ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ В СТОЛБЕ ДУГИ	106
3.1. Величина скорости газовых потоков при струйном переносе металла	107
3.2. Влияние отраженного газового потока от поверхности сварочной ванны на характер переноса электродного металла	113
3.3. Деление столба реальной сварочной дуги на две части	118
3.4. Распределение плотности тока, температуры и скорости газовых потоков в реальной сварочной дуге	120

3.5.	Зависимость энергии ионизации атомов от температуры плазмы	126
3.6.	Способ расчета концентрации паров электрода в сварочной дуге	132
3.7.	Механизм саморегулирования формы столба дуги	138
Глава 4. ПРОЦЕССЫ В ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ОБЛАСТЯХ.....		144
4.1.	Определение величины ионной доли тока в катодной области.....	145
4.2.	Количество металла, испаряющегося с катодного пятна ...	151
4.3.	Величина работы выхода электронов при температурах кипения различных металлов	158
4.4.	Влияние рамзауэровского сечения на параметры катодной области	163
4.5.	Уточнение уравнения баланса энергии на катоде электрической дуги	166
4.6.	Обмен энергией между электронами эмиссии и поверхностью катода.....	171
4.7.	Баланс энергии на катоде сварочных дуг.....	180
4.8.	Способ расчета концентрации и количества ионов и электронов в катодной области	189
4.9.	Механизм ионизации атомов в ионизационной части катодной области	194
4.10.	Локальная неустойчивость катодной области	199
4.11.	Влияние внешнего электрического поля на величину энергии взаимодействия атомов в поверхностном слое металлов	203
4.12.	Влияние электрического поля на величину работы выхода электронов из металла.....	210
4.13.	Механизм эмиссии электронов с катодов сварочных дуг ...	215
4.14.	Температура газа при электродуговой сварке у поверхности сварочной ванны	218
4.15.	Источники тепла в приэлектродных областях и в столбе дуги	222
4.16.	Влияние тока сварки на величину ионной доли тока в катодной области при сварке на обратной полярности	227
4.17.	Взаимовлияние поперечных размеров столба дуги и активных пятен.....	232
4.18.	Зависимость доли ионного тока в катодной области от сварочного тока.....	238

Оглавление

4.19.	Соотношение величин катодного падения напряжения и сварочного тока.....	244
4.20.	Концентрация легкоионизирующихся веществ в катодной области.....	248
4.21.	Температура плазмы в катодной области	255
4.22.	Величина ионной доли тока при электродуговой сварке в CO_2 и распределение U_k и W_i по катодной области	259
Глава 5. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ ПРИ СВАРКЕ.....		266
5.1.	Способы определения коэффициентов поверхностного натяжения расплавов сварочных проволок	267
5.2.	Действие электростатической силы на перенос электродного металла.....	271
5.3.	Действие электростатической силы, обусловленной взаимодействием избыточных зарядов приэлектродных областей	279
5.4.	Действие электромагнитной силы в капле	286
5.5.	Анализ силы, обусловленной втеканием жидкого металла в каплю	290
5.6.	Сила, действующая на катод, обусловленная действием ионов, движущихся к катоду.....	293
Глава 6. ДОПОЛНЕНИЯ		298
6.1.	Может ли сила совершать работу	299
6.2.	Дополнение к разделу 4.1	301
6.3.	Дополнение к разделу 4.4	303
6.4.	Условность деления катодной области на бесстолкновительную и ионизационную части	304
6.5.	Способ оценки величины доли энергии электронов, расходуемой на ионизацию атомов в катодной области ...	307
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....		310