

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. И. Бейлис, Г. А. Любимов, О параметрах прикатодной области вакуумной дуги, *ТВТ*, 1975, том 13, выпуск 6, 1137–1145

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

17 февраля 2025 г., 20:53:04



УДК 537.525

О ПАРАМЕТРАХ ПРИКАТОДНОЙ ОБЛАСТИ ВАКУУМНОЙ ДУГИ*И. И. Бейлис, Г. А. Любимов*

Приводится анализ существующих систем уравнений, описывающих стационарные процессы в прикатодной области вакуумной дуги. Показано, что область существования параметров катодного пятна для меди, полученная методом диаграмм или методом предельных соотношений, в отличие от имеющегося ранее в литературе мнения, не позволяет выделить узкий диапазон значений параметров и, следовательно, определить эти параметры с приемлемой точностью. Отмечается, что определение минимального тока как величины, при которой еще существует решение системы уравнений, не соответствует экспериментально измеряемому значению минимального тока дуги. Обсуждается возможность использования в системе уравнений прикатодной области дуги выражения для скорости испарения металла катода и получения стационарного решения такой системы для вольфрамового катода.

Анализ существующих попыток объяснения физических процессов на катоде электрической дуги показывает, что несмотря на разнообразие видов катодных пятен, возникающих и изменяющихся по мере развития дугового разряда во времени, теоретические исследования прикатодной области вообще не учитывают зависимость основных параметров разряда от типа катодного пятна. Более того, теоретические модели, как правило, основываются на стационарных соотношениях, а результаты расчетов часто сравниваются с измеренными параметрами (например, плотностью тока) в подвижных катодных пятнах, в которых они могут определяться (и, по-видимому, определяются) нестационарными процессами.

Для описания прикатодных процессов в настоящее время используются в основном лишь уравнения для твердого катода и слоя объемного заряда у его поверхности, предложенные в [1—3]. Главное положение, заложенное в основу моделей [1—3], состоит в том, что существование катодного пятна вакуумной дуги поддерживается за счет испарения материала катода и эмиссии электронов, которые в свою очередь обусловлены разогревом катода и воздействием объемного заряда, сосредоточенного вблизи его поверхности. Объемный заряд и приток энергии к катоду определяются в основном концентрацией ионов вне слоя объемного заряда, которая в моделях [1—3] оставалась свободным параметром.

В настоящее время можно считать экспериментально установленным [4, 5], что существуют по крайней мере два типа катодных пятен ва-

куумной дуги: быстро перемещающиеся ($v \gg 10^3$ см/сек) и короткоживущие ($t \leq 10^{-5}$ сек) пятна и медленно перемещающиеся ($v \leq 10$ см/сек) и долгоживущие ($t > 10^{-4}$ сек).

При этом в [6] показано, что возникающие в быстрых пятнах средние величины температуры катода и электрического поля не обеспечивают необходимую для поддержания пятна эмиссию электронов и концентрацию пара и, следовательно, процессы в таких пятнах не соответствуют представлениям, заложенным в основу стационарных моделей [1—3]. В [7] в качестве возможной предложена взрывная модель существования быстрых пятен.

Для медленных и долгоживущих пятен модель [1—3], в которой основную роль играет процесс испарения материала катода, оказывается непротиворечивой. Дальнейшее развитие этой модели было проведено в [8—18].

В предлагаемой работе проанализированы некоторые особенности решения системы [12, 13] в целом и ее отдельных уравнений, а также проведено сравнение с результатами аналогичных исследований других авторов.

Напомним, что [3, 8—18] в систему уравнений для прикатодной области включаются:

{1}. Уравнение для электронного тока j_e (закон эмиссии электронов). Вид этого уравнения может быть различным в зависимости от принятого закона эмиссии.

{2}. Уравнение для электрического поля E . В качестве этого уравнения всеми авторами принимается соотношение Маккоуна [2], решение которого существенно зависит от доли электронного тока $s = j_e/j$ (j — средняя плотность тока по пятну).

{3}. Уравнение полного тока $I = \pi r^2 j$, где r — эффективный радиус пятна.

{4}. Уравнение для определения средней температуры пятна T_k . Для описания стационарных пятен в качестве этого уравнения всеми авторами принимается решение уравнения теплопроводности для полупространства с круговым источником тепла, на котором задан тепловой поток q . При этом $T_k = qr/k$, где k — коэффициент теплопроводности катода.

Таким образом, для определения пяти параметров катодного пятна T_k, r, s, j, E используются по существу одинаковые четыре уравнения, причем катодное падение u_k , полный ток I и физические константы, характеризующие материал катода, задаются. Отсюда следует, что существующие теории принципиально отличаются только одним уравнением (или системой уравнений, если это уравнение содержит дополнительные параметры). Как правило, в качестве дополнительного уравнения используются различные полуэмпирические соотношения [14, 15] или предельные условия [3, 8—10], позволяющие определить величину s . В некоторых случаях эта величина задается вообще произвольно [19, 20]. В [12, 13] система {1—4} дополняется уравнениями, описывающими состояние прикатодной плазмы*.

Величина s существенно влияет на результат расчета плотности тока и других параметров пятна, в частности небольшое завышение s приводит к существенному повышению j [13]. Поэтому различное доопределение системы {1—4} может привести к существенно различным значениям вычисляемых величин плотности тока и минимального тока на пятно**.

* Аналогичный подход содержится в [17, 18], но, как нам представляется, соответствующая система уравнений выписана некорректно [23].

** Термин минимальный ток на пятно относится к различным физическим понятиям. Это либо минимальный ток, при котором еще существует дуговой разряд (при этом на электроде реализуется одно пятно) [19], либо ток «среза» или обрыва дуги при коммутации тока в вакууме [3]. Теоретически это понятие отождествляется [3, 8—10] с минимальным током, при котором еще существует решение системы уравнений для прикатодной области. О возможности сопоставления этих значений см. ниже.

Так, например, результаты [14—16] довольно сильно отличаются и приводят к высоким значениям плотности тока (для меди 10^8 — 10^9 а/см²). С другой стороны, в [3] указывается на возможность существования пятна на медном катоде с плотностью тока $j \sim 10^5$ — 10^8 а/см², а из [13] следует, что плотность тока на меди лежит в пределах $3 \cdot 10^4$ — 10^5 а/см² и зависит от полного тока на пятно (расчеты проведены для $I=100$ — 500 а). Аналогичный разброс значений характерен и для вычисленного минимального тока на пятно.

В связи с этим представляет интерес метод построения возможной области существования (в пространстве T_k, j) решений системы уравнений для стационарного катодного пятна, развитый в [8—10]. Автор работ [8—10] исходит из того, что в настоящее время отсутствуют точные сведения относительно физических процессов и значений ряда параметров прикатодной области. В этих условиях он предлагает вместо точных «законов сохранения» использовать некоторые «предельные соотношения», которые в том или ином смысле ограничивают область возможных изменений плотности тока и температуры в пятне. Соответствующие предельные соотношения представляют собой линии на плоскости T_k, j , ограничивающие сверху (или снизу) область возможных значений для данного предельного соотношения. Для получения предельных соотношений в [8—10] используются уравнения {1, 2} и одно из условий

$$j_i/j = u_k/(u_k + u_i) \quad (j_i = (1-s)j); \quad (1)$$

$$j_i = eW(T_k); \quad (2)$$

$$j \left[(u_k + u_i) \frac{j_i(j, T_k)}{j} - (\phi - Q_d) \right] = \lambda W(T_k) + kT_k \left(\frac{\pi j}{I} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь u_k, u_i — катодное падение и потенциал ионизации; $W(T_k)$ — скорость испарения материала катода при температуре в пятне T_k [21]; ϕ — работа выхода; Q_d — потери тепла на джоулев разогрев электрода; λ — скрытая теплота испарения.

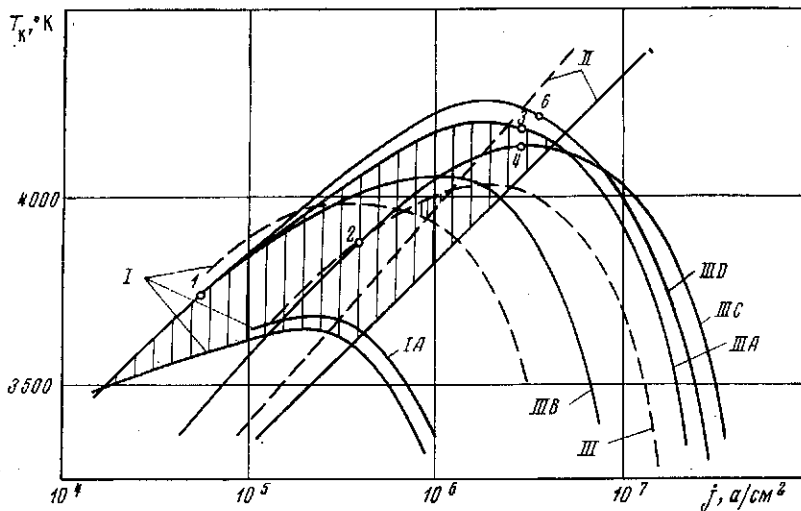
Соотношение (1) выражает тот факт, что поток ионов из прикатодной плазмы равен количеству ионов, образующихся в плазме, если вся энергия эмиттированных электронов ($j_e u_k = sj u_k$) тратится на ионизацию (все образовавшиеся ионы возвращаются на катод). Очевидно, что плотность ионного тока, рассчитанная по (1), будет завышенной, причем при заданном j соотношение (1) ограничивает температуру в пятне снизу.

Соотношение (2) ограничивает j_i сверху, так как выражает факт равенства потока ионов потоку испарившихся атомов.

Соотношение (3) — приближенный баланс энергии на поверхности катода — по утверждению [8—10] ограничивает область возможных температур катода сверху. Приближенный характер соотношения (3) автор [8—10] видит в том, что при его получении использованы уравнения {3, 4}, дающие, по его мнению, завышенное значение температуры, так как {4} определяет температуру в центре пятна, которая выше, чем некоторая средняя температура T_k , фигурирующая во всех соотношениях, и коэффициент аккомодации энергии ионов принят равным единице.

Область существования, приведенная в [8—10] для меди и тока $I=200$ а, ограничена штриховыми линиями на рисунке (густо заштрихованная область). Эта область оказывается для данного тока довольно узкой и резко уменьшается при уменьшении полного тока, стягиваясь в точку при $I=30$ а. Ток $I_{мин}=30$ а принимается в [8—10] за минимальный ток существования стационарного катодного пятна на меди. Кроме области, показанной на рисунке, имеется вторая область существования при $I>100$ а ($j \sim 10^8$ а/см², $T_k \sim 6 \cdot 10^3$ °К). Появление второй области формально связано с наличием члена Q_d в балансе энергии (3).

Отметим прежде всего, что кривая *I* (см. рисунок) вычислена в [8—10] неверно. Расчет этой кривой с использованием законов эмиссии, описанных в [13], дает сплошную кривую *I* на рисунке ($u_k=15$ в, $u_i=7,7$ в). Построение соответствующей кривой по данным [3] дает кривую *IA* на рисунке. Сравнение кривых *I* показывает, что различие полученной нами кривой и кривой *IA* невелико и объясняется, по-видимому, неболь-



Область существования возможных решений системы уравнений при-
катодной области вакуумного дугового разряда на меди при $I=200$ а.

Густозаштрихованная область, ограниченная пунктирными кривыми, соответствует расчетам [9, 10]. Редкозаштрихованная область, ограниченная сплошными кривыми, соответствует расчетам данной работы. Кривые *I*, *II* — решение уравнений (1—4) совместно с (1) или (2) соответственно, *IA* — построена по результатам [3]. Кривые *III* представляют решение уравнений (1—4) совместно с уравнением баланса энергии в той или иной форме, *IIIA* соответствует (4), *IIIB* — (4) при $\Phi\phi=\Phi$ (без учета эффекта Шоттки), *IIIC* — (4) при $G=W$; $\Phi\phi\phi=-\Phi-(e^2E)^{1/2}$, *IIID* — (4) с учетом плазменных электронов [13]. Точки соответствуют точным решениям уравнений [12, 13], приведенным в таблице

шим различием в уравнении (1) для эмиссии. С другой стороны, обе эти кривые сильно отличаются от пунктирной кривой *I* [8—10], что, на наш взгляд, может быть связано только с ошибкой в расчете*.

Расчитанная нами кривая *II* — сплошная линия на рисунке — несильно отличается от соответствующей кривой [8—10] (пунктирная линия), это отличие также может быть связано с использованием несколько отличающихся законов эмиссии.

Таким образом, если даже не уточнять положения кривой *III*, можно видеть, что устранение неточности расчета кривой *I* приводит к сильному расширению области существования (редкозаштрихованная область на рисунке) — ее протяженность вдоль оси плотности тока соответствует почти двум порядкам изменения этой величины. Так как баланс энергии, использованный в [3], аналогичен (3), то минимальный ток существования пятна, соответствующий току, при котором кривая *III* проходит через точку пересечения кривых *I* и *II*, будет составлять для новой области существования величину, определенную в [3] и лежащую в пределах 2—10 а.

Положение кривых *I*, *II* на плоскости T_K, j зависит только от закона эмиссии и принятого значения падения катодного падения u_k . Легко видеть из (1), что изменение u_k на 1—2 в несущественно меняет положение этой кривой. Этот факт представляется существенным, так как измеренная величина u_k состоит из падения потенциала в пролетном слое u_{k0} и падения в плазме

* Мы сообщили автору [8—10] на возможную ошибку в его расчетах и она действительно была обнаружена.

столба u_n ($u_n = u_{n0} + u_n$). Современные методы измерения не позволяют разделить эти две составляющие. Так как падение в плазме, по-видимому, не может быть значительным, представляет интерес исследование зависимости получаемых решений от небольших вариаций u_n . Такой анализ по отношению к решению уравнений [12, 13] проведен в [13]. Слабая зависимость положения кривой *I* от небольших изменений u_n указывает на то, что область существования, ограниченная кривыми *I, II* на плоскости T_n, j , фиксируется довольно определенно при использовании экспериментально полученных значений u_n .

Сопоставление сплошных кривых *I, II* с кривой *IA* из [3] и пунктирной кривой *II*, которая совпадает с соответствующей кривой [3], показывает, что небольшое изменение законов эмиссии, связанное с различной аппроксимацией коэффициента прозрачности потенциального барьера, также приводит к незначительному изменению нижней границы области существования.

Обсудим теперь соотношение (3). В [13] в качестве уравнения баланса энергии на поверхности катода использовалось соотношение

$$j \left[(u_n + u_i) \frac{j_i(j, T_n)}{j} - \varphi_{эф} \right] = \lambda G \frac{j}{I} + 2k(T_n - 300) \left(\frac{j}{I} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\varphi_{эф} = \varphi - (e^3 E)^{1/2}.$$

Здесь G — суммарный расход материала электрода, определенный экспериментально.

Сравнение (3) и (4) показывает, что в (3) не учитывается влияние эффекта Шоттки на охлаждение, связанное с выходом электронов, и удельный (на единицу площади) расход материала электрода принимается равным скорости испарения $W(T_n)$ *. Оба неучтенных в (3) фактора приводят к увеличению температуры пятна и, следовательно, пунктирная кривая *III* не ограничивает сверху области существования решения. Насколько велико влияние указанных факторов, видно из сравнения кривых *III* на рисунке, рассчитанных различным образом. Сравнение кривой *III A* и кривой *III C* демонстрирует влияние различного задания расхода материала электрода, а сравнение кривых *III A* и *III B* — влияние эффекта Шоттки. Различие между пунктирной кривой *III* и кривой *III C* связано с неучетом в (4) джоулева тепловыделения Q_d и условием $\varphi = \varphi_{эф}$. Отметим, что выражение для Q_d в [8—10] взято из [25] и по физическому смыслу представляет собой джоулево тепловыделение в полусфере радиуса r в теле катода. Эта энергия связана с притоком энергии за счет внешнего электрического поля в рассматриваемом объеме и не связана непосредственно с балансом энергии на поверхности катода. Влияние джоулева тепловыделения на баланс энергии на поверхности выражается в изменении поля температур и, следовательно, уравнения {4} (и значит последних членов уравнений (3), (4)), но анализ этого вопроса выходит за рамки данной работы. В связи с этим включение члена Q_d в форме [25] в (3) представляется малообоснованным, и поэтому мы не склонны придавать большого значения количественным эффектам, связанным с Q_d и обнаруженным в [8—10].

Сравнение кривых *III* на рисунке, отвечающих различному определению баланса энергии на катоде, показывает не только то, что эти кривые могут существенно отличаться, но и то, что невозможно из общих физических соображений указать, как изменится соответствующая кривая при неучете того или иного физического процесса. На языке предельных соотношений это означает, что невозможно указать, ограничивает ли кривая, соответствующая принятому приближенному уравнению баланса энергии, область существования решения сверху или нет. Иллюстрацией этому может слу-

* Небольшое различие в коэффициенте при последнем члене в (3) связано с различным заданием распределения внешнего притока энергии.

жить сравнение кривых *III A* и *III C*. При предположении, что удельная скорость уноса материала равна скорости испарения, суммарный унос материала из пятна зависит от его площади и, следовательно, от плотности тока. При малых плотностях тока для медного электрода и $I = 200 \text{ а}$ $G \ll \pi r^2 W$ (см., например, [12, 13]) и кривая *III A* лежит поэтому выше кривой *III C* в этой области. Однако при больших плотностях тока положение меняется, так как малая площадь пятна при той же температуре не может уже обеспечить измеренную величину уноса материала ($G > \pi r^2 W$).

Так как в уравнение баланса (3) или (4) входят величины удельных потоков энергии, а не суммарные величины, то, на наш взгляд, невозможно сказать заранее, не анализируя соответствующих соотношений, к какому изменению кривой *III* приведет то или иное упрощение уравнения баланса. Больше того, наши представления о балансе энергии на поверхности катода могут меняться по мере изучения катодных процессов. Пример тому — отличие соотношений (3) и (4). Рассмотрение процессов в прикатодной плазме привело к следующему «усовершенствованию» уравнения баланса — при высокой температуре электронов в прикатодной плазме в (4) необходимо учесть приток энергии из плазмы за счет энергии электронов, прошедших потенциальный барьер [12, 13] (соответствующая этому уравнению баланса энергии кривая *III D* также приведена на рисунке). Аналогичные изменения, возможно, будут внесены после измерения коэффициентов аккомодации и т. д.

Таким образом, использование уравнения баланса энергии на катоде как предельного соотношения для ограничения возможной области существования решения может привести к получению неоправданно узких областей существования. С другой стороны, стремление к записи уравнения баланса энергии в наиболее точном виде противоречит идее метода областей существования [8—10], так как при точной записи этого уравнения решение должно лежать на соответствующей ему линии *III*.

Так как область существования довольно определенно ограничена снизу кривыми *I, II*, то при точной записи уравнения баланса можно говорить об области существования, которая выражается отрезком линии *III* между кривыми *I* и *II*. Следует отметить, что при этом возможная область значений температуры и плотности тока существенно зависит от принятой формы уравнения баланса энергии (этот факт противоречит основной идее работ [8—10]), а анализ достоверности различных приближенных решений, не использующих уравнение баланса энергии, становится невозможным. Очевидно также, что минимальный ток существования пятна, определенный по методу предельных соотношений, будет также зависеть от принятой формы уравнения баланса энергии, хотя плотность тока и температура при $I = I_{\text{мин}}$ фиксированы пересечением кривых *I, II*. Так, например, для уравнения (4) $I_{\text{мин}} = 8 \text{ а}$ (сравните с $I_{\text{мин}} \sim 2\text{--}10 \text{ а}$, соответствующим уравнению (3)).

Если отказаться от уравнения баланса энергии, считая, что наши знания недостаточны для его точного определения, то за область существования можно принять часть плоскости T, j , ограниченную снизу кривыми *I* и *II*. Но такая область оказывается слишком широкой, хотя в некоторых случаях она, по-видимому, может служить для проверки правомерности предположений, заложенных в те или иные приближенные решения.

С другой стороны, большой разброс по значениям параметров, получаемых при различном доопределении системы {1—4}, на который указывалось выше, может не приводить к противоречию с точки зрения предельных соотношений (1), (2) благодаря широте области возможного существования решения.

Сами по себе описанные факты указывают на сильную зависимость параметров пятна от физических процессов в прикатодной плазме. Поэтому для выделения решений, соответствующих реальным пятнам, необходимо дополнить уравнения {1—4} соотношениями, учитывающими реальные

физические процессы в прикатодной плазме. Такая попытка была предпринята в [12, 13]. Решение, обсуждавшееся в [13] для $I=200$ а, отмечено точкой 1 на рисунке (так как уравнение (4) входило в систему уравнений, то естественно, что эта точка лежит на кривой III A), и соответствующие ему параметры приведены в таблице. Для сравнения на рисунке и в таблице приведено решение 2, соответствующее уравнению баланса (3) (удельная скорость эрозии равна скорости испарения $W(T_k)$). Сравнение решений 1 и 2 позволяет сделать важный вывод относительно использования $W(T_k)$ для вычисления расхода материала электрода в теории катодного пятна. На принципиальную некорректность такого подхода указывалось в [22], но решения 1, 2 позволяют сделать некоторые количественные сравнения.

Иногда (см., например, [24]) величина $W(T_k)$ используется для определения эрозии по решению задачи теплопроводности в теле электрода. Сравним G и W для решения 1, в котором $T_k=3737^\circ\text{K}$. При такой температуре $W=0,8$ г/сек, а соответствующая экспериментальная величина эрозии $G=2 \cdot 10^{-2}$ г/сек. С другой стороны, кривые III A и III C на рисунке

| Тип решения | α | s | $T_k, ^\circ\text{K}$ | $w_e, \text{эВ}$ | $j \cdot 10^{-4},$ а/см^2 | $(n_a + n_i) \cdot$ $10^{-10},$ см^{-3} | $u \cdot 10^{-4},$ см/сек | Вид расхода |
|-------------|----------|--------|-----------------------|------------------|---------------------------------------|--|---------------------------------------|-------------|
| 1 | 0,098 | 0,464 | 3737 | 1,33 | 5,63 | 0,63 | 0,094 | G |
| 2 | 0,378 | 0,558 | 3881 | 2,1 | $3,8 \cdot 10^1$ | 0,89 | | $W(T_k)$ |
| 3 | 0,778 | 0,8115 | 4173 | 4,31 | $3,5 \cdot 10^2$ | 2,6 | 1,42 | G |
| 4 | 0,765 | 0,788 | 4132 | 4,1 | $2,8 \cdot 10^2$ | 1,55 | | $W(T_k)$ |
| 5 | 0,743 | 0,832 | 4436 | 4,56 | $6,4 \cdot 10^2$ | 2,75 | 2,45 | G |
| 6 | 0,738 | 0,814 | 4220 | 3,079 | $3,8 \cdot 10^2$ | 1,98 | 1,96 | G |

показывают, что значения T_k при одинаковой плотности тока отличаются не очень сильно, и на этом основании может показаться, что использование W вместо G в системе уравнений катодного пятна не приведет к существенным различиям расчетных параметров. Однако фактически решения 1 и 2 отличаются не только по температуре, но и по плотности тока, которая различается в этих решениях на порядок.

Анализ системы уравнений работ [12, 13] показал, что решение 1 (или 2) не единственное — см. решения 3, 4 соответственно. Для иллюстрации влияния принятого закона эмиссии на параметры пятна и прикатодной плазмы в таблице приведено решение 5, соответствующее термоэмиссии электронов (все остальные решения соответствуют термоавтоэлектронной эмиссии). В таблице α — степень ионизации в прикатодной плазме; w_e — энергия электронов; $n_a + n_i$ — полная концентрация тяжелых частиц; u — скорость уноса пара; T_k — температура тяжелых частиц, равная температуре металла в пятне. Решение 3 получено на основе уравнений [13] и баланса энергии в форме [4]. Однако анализ этого решения показывает, что при таких параметрах плазмы (высокие w_e) поток электронов и поток энергии из плазмы на поверхность катода, связанные с электронами, преодолевшими потенциальный барьер, становятся существенными (например, поток плазменных электронов $j_{en}=5 \cdot 10^6$ а/см² > $sj=2,84 \cdot 10^6$ а/см²). Очевидно, что в этих условиях уравнение (4) необходимо усовершенствовать (см. [13]). При этом получается решение 6, также приведенное на рисунке и в таблице. Для решения 1 соответствующие добавочные члены в уравнении энергии и потока частиц малы.

Многозначность решения системы уравнений для прикатодной области ставит проблему их теоретического отбора или определения условий, обеспечивающих реализацию того или иного решения. Эта проблема на сегодня не имеет решения (очевидно, что и метод диаграмм [8–10] не дает пути к ответу на этот вопрос).

Существующие экспериментальные данные, однако, показывают [5]*, что при $0 < I < 100$ а стационарные, малоподвижные пятна на медном катоде отсутствуют. При $I \sim 600$ а существует несколько стационарных пятен с током на пятно $I \sim 100-300$ а, причем эти пятна расположены далеко друг от друга, и в тепловом смысле их можно рассматривать как независимые. Исследования динамики пятен при токах $I \geq 1$ ка на меди с достаточным разрешением авторам не известны.

Проведенное в [13] сопоставление решения задачи о прикатодной области при $I = 100-500$ а с экспериментальными данными [5] показывает, что в этих случаях реализуется решение 1 (см. таблицу), соответствующее наименьшей плотности тока.

Таким образом, с точки зрения экспериментальных данных теория отдельного стационарного пятна может описывать пятна в диапазоне токов $100 < I < 1000$ а (ток на пятно $I \sim 200$ а).

В этой связи вернемся к вопросу о минимальном токе на пятно. Минимальный ток $I_{\text{мин}} = 2-10$ а, определенный в [3] с помощью предельных соотношений, совпал с измеренным током среза дуги при коммутации. Но в свете сказанного выше этому совпадению нельзя придавать большого значения, так как, во-первых, при токах ~ 10 а не существует стационарных пятен, и, во-вторых, значение $I_{\text{мин}}$ в [3] определено с помощью уравнения баланса (3), которое может давать неверные результаты**. В связи с отсутствием стационарных пятен при токах, близких к току среза или минимальному току дуги [19], эти величины не могут сравниваться (или определяться) с минимальным током существования пятна, получаемым из какой-либо теории стационарных пятен.

С этой же проблемой — возможностью сопоставления теоретических расчетов с экспериментальными данными — связаны расчеты параметров стационарного катодного пятна на вольфраме. В [8-10] показано, что область возможных решений для вольфрама также существует при $I > 80$ а и находится в области плотностей тока ($j \geq 10^7$ а/см²). Расчет по уравнениям [12, 13] для вольфрама при G , равном измеренному в [26], дает значения параметров, лежащие за пределами применимости этой системы уравнений ($j \sim 10^{10}$ а/см², $n_i + n_a \sim 10^{22}$ см⁻³, $u \sim 10^5$ см/сек, $T_k \sim 2,3 \cdot 10^4$ К).

Сегодня невозможно сказать, будет ли иметь решение система уравнений для стационарного катодного пятна на вольфраме, так как такая задача с учетом прикатодной плазмы пока не сформулирована, и ее постановка и решение для пятен с большой плотностью тока представляют принципиальные трудности.

С другой стороны, анализ экспериментальных данных и условий экспериментов, в которых обнаружены «стационарные» пятна на вольфраме [30, 5] привел нас к заключению, что вопрос о существовании стационарных пятен (время жизни $t > 10^{-4}$ сек, необходимое для установления тепловых процессов) на вольфраме в вакууме нуждается в дополнительном исследовании. В [5] не приводятся времена существования пятен***, в условиях [30] дуга горела при малом расстоянии между электродами, что могло привести к повышению давления в межэлектродном промежутке (при этом обнаруженные пятна могут быть аналогичны стационарным пятнам на вольфраме для дуг при повышенных давлениях [31]). Эти факты делают, на наш взгляд, преждевременной попытку построения те-

* Более полные данные можно найти в диссертации Н. М. Зыковой «Исследование динамики развития катодных и анодных пятен электрической дуги», Красноярск, 1968.

** Отметим, что экспериментально определенный ток среза зависит, вообще говоря, от условий коммутации [27-29]. При отключении больших токов явление среза тока отсутствует.

*** Обсуждение этого вопроса с автором [5] показало, что время жизни групповых пятен на вольфраме, не превосходит $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ сек, и следовательно их нельзя считать стационарными.

рии стационарного пятна на вольфраме в вакууме, так как может оказаться, что такие пятна не реализуются на практике.

По этой же причине может оказаться, что все существующие попытки описать параметры катодного пятна на вольфраме в рамках приближенных стационарных моделей, будут иметь малый познавательный интерес. Основной задачей в этой области следует считать постановку специальных экспериментальных исследований по выяснению свойств катодных пятен на вольфраме, которые должны дать базу для построения стационарной (если такие пятна будут обнаружены) или нестационарной модели катодного пятна. Возможно, что в этом отношении будет представлять интерес «взрывная» модель [7].

Институт механики МГУ
Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 IV 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *I. Langmuir. Gen. Electr. Rev., 26, 735, 1923.*
2. *S. S. Mokeown. Phys. Rev., 34, 11, 1929.*
3. *T. H. Lee, A. Greenwood. J. Appl. Phys., 32, № 5, 1961.*
4. *V. Grakov, V. Hermoch. Czech. Phys. J., VI3, № 7, 509, 1963.*
5. *Н. М. Зыкова, В. В. Канцель, В. И. Раховский, И. Ф. Селиверстова, А. П. Усти-
мец. Ж. техн. физ., 40, № 11, 2361, 1970.*
6. *И. И. Бейлис. Ж. техн. физ., 44, № 2, 411, 1974.*
7. *И. И. Бейлис, В. В. Канцель, В. И. Раховский. В сб. Электрические контакты.
«Наука», 1975.*
8. *G. Ecker. Erg. exakt. Naturwiss., 33, 1, 1961.*
9. *G. Ecker. Gen. Electr., Report, № 71-c 195, July 1971.*
10. *Г. Еккер. Теплофизика высоких температур, 11, № 4, 865, 1973.*
11. *И. И. Бейлис, В. И. Раховский. Теплофизика высоких температур, 7, № 4, 620,
1969.*
12. *И. И. Бейлис, Г. А. Любимов, В. И. Раховский. Докл. АН СССР, 203, № 1, 71,
1972.*
13. *И. И. Бейлис. Ж. техн. физ., 44, 400, № 2, 1974.*
14. *Б. А. Осадин. Ж. техн. физ., 37, № 11, 2061, 1967.*
15. *А. Г. Головейко. Инж.-физ. ж., № 3, 478, 1968.*
16. *В. М. Куляпин. Ж. техн. физ., 41, № 2, 381, 1971.*
17. *Н. П. Козлов, В. И. Хвасюк. Ж. техн. физ., 41, № 10, 2135, 2142, 1971.*
18. *Н. П. Козлов, В. И. Хвасюк. В сб. Вопросы физики низкотемпературной плазмы.
«Наука и техника», Минск, 1970, стр. 503.*
19. *И. Г. Кесаев. Катодные процессы электрической дуги. «Наука», 1968.*
20. *A. W. Hull. Phys. Rev., 126, 1603, 1962.*
21. *С. Дэшман. Научные основы вакуумной техники. Изд. иностр. лит., 1964.*
22. *Г. А. Любимов. ПМТФ, № 5, 1970.*
23. *Г. А. Любимов. Ж. техн. физ., 43, № 4, 888, 1973.*
24. *Н. В. Белан, Г. И. Костюк, В. А. Пимкин, В. И. Шлейников. Матер. II Всес. конф.
по плазменным ускорителям, 1973, стр. 69, Минск.*
25. *I. A. Rich. J. Appl. Phys., 32, № 6, 1024, 1961.*
26. *В. В. Канцель, Т. С. Куракина, В. С. Потокин, В. И. Раховский, Л. Г. Ткачев. Ж.
техн. физ., 38, № 6, 1074, 1968.*
27. *Г. С. Куракина, В. С. Потокин, В. И. Раховский. Электричество, № 12, 70, 1968.*
28. *В. С. Потокин, В. Н. Тихонов, В. И. Раховский. Ж. техн. физ., 35, 10, 1965.*
29. *В. С. Потокин, В. И. Раховский. Ж. техн. физ., 37, 2, 1967.*
30. *С. М. Селикатова, И. А. Лукацкая. Ж. техн. физ., 42, 7, 1508, 1972.*
31. *И. И. Бейлис, Н. М. Зыкова, В. В. Кубышкин. Теплофизика высоких температур,
13, № 4, 1975.*