G. A. Lyubimov, On the mechanism of cathode vapour jet acceleration,
Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1975, Volume 225, Number 5, 1045–1048

https://www.mathnet.ru/eng/dan39462

Доклады Академии наук СССР
1975. Том 225, № 5

УДК 537.523.5

ФИЗИКА

Г. А. ЛЮБИМОВ

О МЕХАНИЗМЕ УСКОРЕНИЯ КАТОДНЫХ СТРУЙ ПАРА

(Представлено академиком Л. И. Седовым 11 VII 1975)

Известно (см., например, обзоры в ([1-3])), что катодное пятно вакуумной дуги является источником струи пара материала электрода. Расход пара в этой струе определяет эрозию электрода в паровой фазе. Измерения скорости катодных струй показали, что вдали от катодного пятна (на расстояниях больших 1 см) скорости в струе сверхзвуковые и весьма велики (10^5—10^6 см/сек) по абсолютной величине ([4-8]).

Для объяснения обнаруженных экспериментально высоких скоростей и соответственно высоких средних энергий (порядка десятков электрон-вольт) частиц в струях, которые оказывались сравнимыми и даже большими энергии eU (U — напряжение на дуге), выдвинуто много различных физических гипотез. Критический обзор существующих в этой области гипотез можно найти в ([1], [2]), авторы которых приходят к выводу о том, что ни одна из существующих гипотез не может считаться удовлетворительной с точки зрения описания всей совокупности опытных данных и непротиворечивости физических предположений.

Последние работы в этом направлении ([8], [9]) опираются при трактовке экспериментальных данных на предположение о существовании горба потенциала вблизи поверхности катода. Считается, что максимум потенциала в этом горбе может превосходить разность потенциалов на дуге и должен соответствовать средней энергии частиц плазмы струи; возникновение частиц высокой энергии связывается при этом с ионизацией нейтралов в области высокого потенциала.

Концепция «горба потенциала» по существу определяет некоторый мыслимый источник энергии, достаточный для объяснения наблюдаемых в опыте энергий струи. При этом вопрос об условиях реализации принятого распределения потенциала в реальных физических условиях не обсуждается *.

В связи с изложенным выше представляет интерес вновь рассмотреть вопрос о динамике катодных струй пара и возможном объяснении наблюдаемых в опытах фактов.

В настоящее время можно считать установленным, что вблизи поверхности электрода в области катодного пятна имеет место высокая концентрация паров материала электрода ([2]). По различным оценкам концентрация частиц в этой области имеет порядок 10^{18}—10^{20} см$^{-3}$. При горении дуги в вакууме отсутствуют силы, способные удержать облако пара высокого давления вблизи поверхности электрода, и поэтому пар истекает из этой области в виде струй. Расход газа в катодной струе определяется эрозией электрода в паровой фазе.

Благодаря высоким давлениям в струе вблизи пятна, движение газа в ней на начальном участке разлета будет газодинамическим. После достаточного расширения столкновения частиц газа в струе будут отсутствовать и частицы будут либо двигаться по инерции (нейтралы), либо ускоряться

---

* Интересно, что в последней работе в данном направлении ([8]) физические процессы, связанные с источником энергии, вообще не обсуждаются, а просто предполагается, что такой источник необходимой интенсивности вблизи пятна существует.

(электроны), или замедляться (ионы) в слабом электрическом поле, существующем в дуге вдали от катодной. области.

Воспользовавшись этим обстоятельством, запишем газодинамический интегральный закон сохранения энергии, выбрав в качестве контрольных сечений плоскость, расположенную на границе плазмы с областью объемного заряда (сечение 1) и плоскость, расположенную в области, где столкновения отсутствуют (сечение 2)

$$G[u_2^2/2-u_1^2/2+i_2-i_1]=-(q_2+q_1)+Q+\varepsilon+\varepsilon^*; \qquad (1)$$

здесь u, ρ, p, i — соответственно скорость, плотность, давление и теплосодержание газа в струе, G — суммарный расход материала электрода (эрозия в паровой фазе), q — потери тепла через контрольные сечения за счет теплопроводности, Q, ε — выход энергии с излучением и приток энергии от электрического поля между контрольными сечениями, ε^* — поток импульса и энергии через начальное сечение негазодинамического происхождения (например, энергия пучка эмитированных и ускоренных в катодном падении электронов, а также ионов, покидающих рассматриваемый объем и составляющих ионный ток на катод, начальная энергия при взрывном механизме образования пятна и т. д.). При получении (1) предполагается, что распределение параметров в контрольных сечениях в области пятен однородно.

Соотношение (1) представляет собой общий закон сохранения энергии, записанный для стационарного случая. Для нестационарных пятен это уравнение будет иметь тот же вид, если время разряда много больше времени жизни пятна, причем под величинами, входящими в (1), в этом случае надо понимать средние по времени разряда значения. Различие физических процессов, в частности, приводящих к образованию пара, в пятнах разного типа приводит к различному определению отдельных членов в уравнении (1).

Будем исходить из того, что во всех опытах по измерению скоростей струи пара, истекающей из области катодного пятна, зафиксированы скорости намного больше тепловых. По-видимому, этот факт можно считать не зависящим от типа пятна (которое, кстати сказать, ни в одном опыте не наблюдалось). При этом $u_2 \gg u_1$, $u_2^2/2 \gg i_1$, используя также условие $p_2=0$ и пренебрегая потерями на теплопроводность и излучение, из (1) получим

$$G u_2^2/2=\varepsilon+\varepsilon^*-G(\varepsilon_{21}), \qquad \varepsilon=IU_n, \qquad (2)$$

где $\varepsilon_{1,2}$ — изменение внутренней энергии газа между сечениями 1 и 2, связанное с изменением степени ионизации и возбуждением, U_n — падение потенциала в струе вне слоя объемного заряда. Если пятно имеет тепловой характер (например, групповое пятно), то последние два члена в (2) уравновешиваются с точностью до отброшенных членов ([10]). При этом уравнение энергии принимает простой вид

$$G u_2^2/2=IU_n=I(U-U_c), \qquad (3)$$

где U — падение потенциала по дуге, U_c — катодное падение, реализующееся в слое объемного заряда между поверхностью электрода и сечением 1. Уравнение (2) позволяет сделать некоторые общие выводы.

Энергия внешнего источника энергии, обеспечивающего горение разряда, равна произведению тока на падение потенциала на дуге IU. Поэтому всегда $G u_2^2/2<IU$. Отсюда для кинетической энергии, рассчитанной на одну тяжелую частицу, получим $m\, u_2^2/2<IU_n/G$.

Следовательно, кинетическая энергия частиц, выраженная в электроновольтах, может быть больше энергии eU, если

$$\alpha^2 \equiv \mathrm{Im}/(eG)>1. \qquad (4)$$

Этот факт не связан с наличием в области разряда потенциалов, превращающих падение потенциала на дуге. Укажем для примера, что параметр

α^2 (4) порядка 10 для условий экспериментов ([8]), порядка 40 — для условий ([4]), порядка 200 — для условий ([8]) и т. д. Физически механизм ускорения в данном случае связан не с пролетным или амбиполярным ([8]) ускорением ионов, а передачей импульса и энергии от электронов к тяжелым частицам за счет столкновений. При этом естественно, что механизм такого ускорения тем более эффективен, чем больше отношение потока электронов к потоку тяжелых частиц, выражаемое параметром (4).

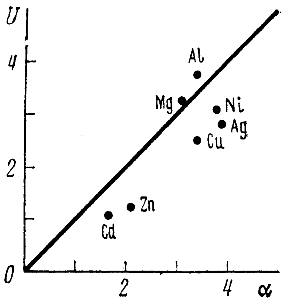

Рис. 1

В катодных струях тепловых пятен, а также струях любых пятен, в которых приток энергии через начальное сечение не превосходит потерь на неупругие процессы в объеме струи, ускорение пара происходит за счет объемного притока энергии электрического поля, причем уравнение энергии в этих случаях имеет вид (3).

Соотношение (3) можно использовать для обработки экспериментальных данных по изменению скоростей в катодных струях. К сожалению, в работах, посвященных этому вопросу, часто отсутствуют необходимые для такой обработки данные. Поэтому, например, невозможно обработать обширный материал, содержащийся в ([11]).

Наиболее полная экспериментальная информация, связанная с катодными струями, содержится в ([8]). Здесь для широкого круга металлов имеются измерения расхода материала катода в паровой фазе, падения на дуге и скоростей (маятниковым методом). Для обработки этих данных воспользуемся соотношением (3); для этого представим его в виде

$$v \equiv u_2 \Big/ \sqrt{\frac{2eU}{m}\left(1-\frac{U_c}{U}\right)} = \sqrt{\frac{mI}{eG}} \equiv \alpha. \qquad (5)$$

Отсюда следует, что безразмерная скорость v, определенная соотношением (5), должна быть равна параметру α (4) (соответствующая прямая представлена на рис. 1). Для того чтобы обработать экспериментальные данные ([8]) в переменных v, α, необходимо задаться величиной катодного падения.

Таблица 1

Металл	U_c, в	U_c^*, в	U_c^{**}, в	$u_2 \cdot 10^{-5}$, см/сек	$u_2^* \cdot 10^{-5}$, см/сек
Mg	11,6–13,0	12,3	12,3	15,0	14
Al	17,2–18,6	18,0	17,7	17,0	15
Ni	16,3–17,3	16,8	17,4	9,0	11
Cu	14,7–15,4	15,0	17,4	9,7	13
Ag	12,1–13,6	12,9	15,2	8,4	11
Zn	9,8–11,1	10,0	11,7	2,9	5
Cd	8,6–10,2	9,4	10,6	1,8	3

Наиболее полные и, по-видимому, надежные данные по измерениям катодных падений на различных металлах содержатся в ([12]). Они получены методом измерения потенциала на короткой дуге при размыкании контактов в диапазоне токов $I \leqslant 30$ а. При этом катодное падение оказалось зависящим от тока дуги (соответствующие диапазоны значений для интересующих нас материалов приведены в таблице). Опыты ([8]) по измерению скоростей относятся к большим токам (170 и 300 а). Соответствующие данные по катодному падению при этих токах нам неизвестны. При обработке данных ([8]) будем пользоваться средними значениями U_c^* катодных падений ([12]) (см. табл. 1). Результаты соответствующей обработки опытных данных [8] в безразмерных переменных v, α представлены на рис. 1. Кроме того, в таблице приведены измеренные U_c и вычисленные U_0^{**} по формуле (3) по расходу и падению напряжения на дуге значения скоростей.

Рис. 1 показывает, что соотношение (5) качественно соответствует опытным данным, а значения, приведенные в таблице, указывают также на неплохое количественное соответствие измеренных и вычисленных величин скорости.

Приведенная обработка существенно опирается на значения U_c [12], измеренные в других условиях. В связи с этим интересно рассчитать катодные падения, при которых измеренные значения скоростей u в точности удовлетворяют уравнению (5). Результаты такого расчета также приведены в таблице. Сравнение соответствующих столбцов этой таблицы показывает, что вычисленное катодное падение весьма близко к измеренному в [12].

В работах [4, 5, 8], кроме значений скоростей в струе, приведены данные об эрозии электрода, но отсутствуют сведения о падении потенциала на дуге. Это не позволяет произвести обработку, аналогичную приведенной выше для результатов [8]. Тем не менее представляет интерес оценить необходимые для обеспечения наблюдаемых скоростей падения потенциала в струе. Такая оценка по соотношению (3) дает: для медного электрода [4] $U_n \sim 1$в при $I=20$а и $U_n \sim 2$в при $I=30$а, для ртутного электрода [5] $U_n \sim 1{,}5-9$в при $I=30$а (большой разброс соответствует большому разбросу в измеренной скорости); для ртутного катода [8] $U_n \sim 0{,}66$ в при $I=50$ а. Приведенные цифры свидетельствуют о том, что падение на дуге в этих экспериментах должно незначительно отличаться от катодного падения, что соответствует существующим данным для медных и ртутных дуг при малых токах.

Таким образом, приведенные данные показывают, что наблюдаемые в экспериментах высокие скорости (энергии порядка десятков электроновольт) пара в катодных струях могут быть достигнуты за счет притока к струе энергии от электромагнитного поля, причем при больших значениях параметра α (4), реализованных в известных экспериментах, для этого необходимы падения потенциала в струе порядка нескольких вольт. Механизм ускорения пара при этом аналогичен плазменным ускорителям и большим параметрам обмена.

Отметим в заключение, что в [3] указывалось на возможность ускорения струи пара за счет магнитогидродинамических сил, связанных с притоком к струе импульса от электромагнитного поля. Соответствующая оценка притока электромагнитного импульса по интегральному уравнению импульсов для условий экспериментов [4, 5, 8] показала, что этот приток недостаточен для обеспечения наблюдаемых скоростей. Детальное обсуждение этого вопроса, однако, выходит за рамки настоящей работы.

Научно-исследовательский институт механики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
30 V 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *И. Г. Кесаев*, Катодные процессы электрической дуги, М., «Наука», 1968. [2] *В. И. Раховский*, Физические основы коммутации электрического тока в вакууме, М., «Наука», 1970. [3] *G. Ecker*, Ergebnisse Exakt. Naturwiss., B. 33, 1 (1961). [4] *R. Tanberg*. Phys. Rev., v. 35, 1080 (1930). [5] *E. Kobel*, Phys. Rev., v. 36, 1636 (1930). [6] *W. Berkey, R. Mason*, Phys. Rev., v. 37, 1679 (1931). [7] *А. А. Плюто, В. Н. Рыжков, А. Г. Капин*, ЖЭТФ, т. 47, 8 (1964). [8] *G. Eckhardt*, J. Appl. Phys., v. 44, 3 (1973). [9] *W. D. Davis, H. C. Miller*, J. Appl. Phys., v. 40, 2212 (1939). [10] *И. И. Бейлис, Г. А. Любимов, В. И. Раховский*, ДАН, т. 203, № 1 (1972). [11] *E. Easton, F. Lucas, F. Creedy*, Trans. AIEE, v. 53, 1454 (1934). [12] *В. Е. Граков*, ЖТФ, т. 37, № 9 (1967).