

01:04
©1992 г.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ. I. РАСЧЕТ СТРУИ В КРИТИЧЕСКОМ СЕЧЕНИИ

В.П.Афанасьев, Г.А.Дюжнев, С.М.Школьник

Приведен расчет параметров плазменной струи катодного пятна вакуумной дуги в критическом сечении. Использовались результаты, полученные для осесимметричной плазменной струи со свободной границей в рамках одножидкостной гидродинамической модели без учета вязкости, теплопроводности и излучения.

Введение

Исследования катодного пятна вакуумной дуги и вытекающей из пятна высокоскоростной плазменной струи ведутся уже несколько десятков лет [1,2]. Однако в настоящее время не только отсутствует законченная теория, но и многие детали физической картины остаются неясными. Это связано со сложностью и многообразием явлений на холодном катоде при протекании тока, сильной зависимостью процессов от состояния поверхности.

Даже если ограничиться рассмотрением пятен только на чистых поверхностях, то приходится признать, что в настоящее время нет общепризнанных представлений о механизмах эмиссии электронов с поверхности катода. Более того, сама структура пятна далеко неясна. Является ли катодное пятно единым объектом или оно состоит из одновременно функционирующих фрагментов [3]? В последнее время вообще высказывается сомнение в возможности описания пятна как квазистационарного образования [4].

Обзор современных экспериментальных данных не позволяет сделать однозначных выводов о важнейших характеристиках пятна. Обсуждаемые плотности тока в пятне лежат в пределах $10^5 \leq j \leq 10^8$ А/см² [5,6], неизвестно распределение потенциала в прикатодной плазме, имеются лишь отдельные экспериментальные данные о концентрации заряженных частиц и их температуре [1,6,7,8]. Прямые измерения параметров плазмы в катодном пятне предъявляют чрезвычайно высокие требования к диагностическим методам, поэтому нам кажется, что на этом пути в ближайшее время нельзя ожидать значительного прогресса.

Параллельно с изучением пятна велись и исследования катодной струи. Измерены угловые распределения плотности тока ионов различной кратности [9], их энергетические спектры [10–12], зарядовый состав струи [11,12] и др. Однако эти измерения проводились на больших расстояниях от катода, где, по нашему мнению, параметры струи могут зависеть от геометрии разрядного устройства и других вторичных факторов.

Обнаруженные в результате этих исследований большие направленные скорости плазмы, вылетающей из катодного пятна, в настоящее время большинство исследователей объясняет гидродинамическим механизмом ускорения. Впервые на такую возможность было указано в работе [13]. В дальнейшем в работах [14–16] эта возможность исследована более подробно. Для этих работ характерна следующая постановка задачи: параметры струи однородны по сечениям $z = \text{const}$ вплоть до границы, которая задается в виде конусной поверхности; исследуется система уравнений, предназначенная для описания струи от внешней границы области пространственного заряда до бесстолкновительной области включительно; граничные условия ставятся на внешней границе области пространственного заряда и на бесконечности; внутри струи существует критическое сечение.

Приведенные в работах примеры результатов расчетов не противостоят экспериментальным данным (кроме [16], где получается сильно завышенная по сравнению с экспериментом удельная эрозия).

Эти работы явились значительным вкладом в теорию катодного пятна, и мнение о гидродинамическом механизме ускорения плазменной струи стало в результате доминирующим среди исследователей.

К сожалению, некоторые технические вопросы интегрирования системы уравнений, которые имеют здесь принципиальное значение, в этих работах не отражены. Например, каким образом удастся, не выделяя в явном виде особенность системы уравнений в критическом сечении, провести ее численное интегрирование через это сечение. Связанный с этим вопрос — почему в [14,15] не обсуждается дополнительное соотношение между параметрами, которое должно возникнуть из требования гладкого перехода через критическое сечение. Некоторые из этих вопросов разъяснены в работе [17].

В работе [18] авторы, рассматривая сходную постановку задачи, но в условиях сферической симметрии, предполагали, что на внешней границе слоя пространственного заряда скорость равна скорости звука. Работы [19,20] посвящены в основном доказательству этого тезиса и расчету доли возвращающихся на катод атомов путем численного моделирования процессов в кинетическом слое.

Следует отметить работу [21], где тезис об обязательном равенстве начальной скорости струи скорости звука был пересмотрен. Рассматривалась задача о сферически симметричном разлете струи в рамках одножидкостной гидродинамики. Интегрирование проводилось от критического сечения, особенность в котором была выделена в явном виде и в явном же виде была раскрыта неопределенность в производной, т.е. вопрос об интегрировании системы уравнений через особенность разрешен технически безукоризненно. Были построены обезразмеренные кривые зависимости некоторых параметров от расстояния от катода. В частности, численные примеры показывают, что внутри струи существует область с температурой порядка 5 эВ.

На наш взгляд, однако, в постановке задачи сделаны чрезмерные упрощения. Во-первых, по мнению автора [21], единственным механизмом, ответственным за неизотропность струи, является возврат частиц на катод с ее периферии. Это не так, поскольку большую роль в формировании границы струи в гидродинамической области играет собственное магнитное поле (аргументы в пользу этого утверждения приведены в части II данной работы). Тем самым задача должна формулироваться как двумерная осесимметричная, а не как сферически симметричная. Далее, наличие в струе областей с высокой температурой означает большую роль ионизационного резервуара энергии. Действительно, при $T \approx 5$ эВ средний заряд $q \approx 3$ и ионизационная энергия достигает для Си величины 60 эВ на частицу, что составляет значительную часть от полной энергии, приходящейся на частицу в разряде, которая при катодном падении ≈ 15 В и удельной эрозии $\approx 10^{-5}$ г/К составляет ≈ 200 эВ. Поэтому предположение о постоянстве среднего заряда представляется необоснованным.

В аналогичной постановке задача решалась в работе [22], где учитывалась также теплопроводность.

Наиболее полное рассмотрение катодной струи в квазиодномерной гидродинамической постановке задачи содержится в работе [23]. В ней исследована многожидкостная модель с отрывом температур и с явным учетом механизма ионизации (без предположения о равновесии Саха).

Большое число работ посвящено и расчетам кинетического слоя катодного пятна вакуумной дуги. Наиболее подробно процессы в кинетической области исследованы в [24,25] в рамках рассмотрения законов сохранения на границах слоев, в каждом из которых преобладают те или иные физические процессы.

Однако независимо от деталей процессов, протекающих в кинетической области, струя плазмы должна пройти через критическое сечение. Это приводит к появлению определенных соотношений между параметрами плазмы и уменьшает число задаваемых параметров. Поскольку в работах [24,25] эти соотношения не учитываются, то утверждение о том, что в расчетах нет свободных параметров, вызывает некоторое сомнение.

В настоящей работе выполнен двумерный расчет плазменной струи, вытекающей из катодного пятна. Двумерная газодинамическая задача уже в однотемпературном приближении достаточно сложна и содержательна, поэтому не делалось попыток описать струю еще и в области вблизи катода и в бесстолкновительной области, а соответствующие граничные условия не использовались. Очевидно, что это приводит к появлению дополнительных свободных параметров, помимо естественных для данной задачи тока разряда и характеристик катодного материала. Однако в такой постановке есть и свои преимущества, так как можно рассматривать классы решений для струи, не вдаваясь в детали процессов у катода и не используя экспериментальные данные о параметрах на его поверхности и в приэлектродной плазме в качестве граничных условий.

Расчет параметров струи в критическом сечении

Следуя работе [26], будем рассматривать квазистационарную осесимметричную плазменную струю, пренебрегая вязкостью, теплопроводностью и излучением. Зарядовый состав плазмы будем характеризовать

средним зарядом (в настоящей работе сохранены все обозначения, принятые в [26]), при ссылках на формулы работы [26] мы будем отмечать их номера звездочкой. Границу плазменного потока с вакуумом будем считать свободной. В [26] для решения поставленной задачи использован метод паракиальных разложений. Получена система уравнений (40)*–(43)*, описывающая струю в главном порядке паракиального приближения. Как уже отмечено в [26], уравнение (43)* имеет вид, подобный уравнению Гюгонио. Следовательно, в струе принципиально возможно существование критического сечения. Среди механизмов самоподстройки струи под это дополнительное условие, на наш взгляд, возможно и скачкообразное изменение параметров на стоячей ударной волне, расположенной перед критическим сечением в гидродинамической области. В настоящей работе мы будем исходить из того, что реализуется режим с гладким переходом струи через критическое сечение в сверхзвуковую область. Еще раз подчеркнем, что наличие протяженного гидродинамического участка струи с критическим сечением накладывает ограничения на возможные соотношения между параметрами в струе независимо от того, какие процессы протекают в кинетической области вблизи катода и на его поверхности.

Прежде чем перейти к анализу уравнений (40)*–(43)* в критическом сечении следует сделать оговорку по поводу того, что в данном пункте под критическим сечением понимается значение z , где знаменатель правой части (43)* обращается в нуль. Реально в двумерной струе критическое сечение является некой поверхностью, форму которой можно определить после нахождения нулевого и последующих коэффициентов в разложениях (21)*.

Исследуем правую часть уравнения (43)*. Обращение в нуль знаменателя приводит к соотношениям

$$f_{40} = f_{10} \frac{p_2}{p_1}, \quad v_{z0} = \frac{f_{10}}{M_{z0}} \frac{g_4}{p_1}, \quad \frac{kT_0(1+q_0)}{m} = \frac{g_4}{p_1} \frac{f_{10}^2}{M_{z0}^2}, \quad (1)$$

откуда

$$v_{z0}^2 = \frac{kT_0(1+q_0)g_4}{mp_1} = \frac{kT_0}{m} \gamma_{\text{эфф}}, \quad (2)$$

где все величины относятся к критическому сечению, а (2) — скорость сигнала.

Поскольку $v_{z0}^2 > 0$, а $g_4 > p_1$, то либо

$$\kappa = \frac{Q}{I} > \frac{m}{e(1+q_0)} \frac{1 + \frac{\frac{\epsilon}{kT_0} + \frac{3}{2}}{br}}{\frac{3}{2} + \frac{\frac{\epsilon}{kT_0} + \frac{3}{2}}{br} \frac{F'q_0}{kT_0}}, \quad (3)$$

либо

$$\kappa < \frac{m}{e(1+q_0)} \frac{\frac{\epsilon}{kT_0} + \frac{5}{2}}{br \left(\frac{5}{2} + \frac{5/2 + \epsilon/kT_0}{br} \frac{F'q_0}{kT_0} \right)}. \quad (4)$$

Таким образом, получается “запрещенная полоса” для κ , причем ограничение (4) при расчетах дает слишком малые значения удельной

эрозии, так что фактически существенным является ограничение снизу (3): удельная эрозия не может быть меньше величины (3), зависящей от материала катода (через m, ε), а также от температуры и среднего заряда в критическом сечении. Следует отметить, что это ограничение является грубым, поскольку получено из условия неотрицательности квадрата числа. Более тонкие ограничения, по-видимому, можно было бы получить, сделав какие-либо предположения о границах изменения эффективного показателя преломления в (2).

Рассмотрим числитель правой части (43)*. Первый член есть плотность потока энергии джоулева нагрева, второй выражается через R' (если использовать (33)* и (42)*). Таким образом, газодинамически струя представляет собой комбинацию теплового и геометрического сопел. Для гладкого перехода струи из дозвуковой области в сверхзвуковую необходимо, чтобы до критического сечения преобладал тепловой нагрев, а в критическом сечении числитель занулялся вместе со знаменателем.

Первое равенство (37)* выражает связь между энергосодержанием плазмы и ее потенциалом с точностью до константы. Последнюю оценим, используя интегральный закон сохранения энергии. Перепишем это равенство в виде

$$U_0(z) \cdot I = \pi R^2(z) W_{z0}(z) - Q \cdot \text{const}. \quad (5)$$

Пусть потенциал катода равен нулю. Полная мощность, вложенная между критическим сечением и анодом, равна $U_0 I$ и идет на увеличение энергосодержания плазмы от нуля до значения в критическом сечении и дополнительные потери на плавление, испарение, тепловой поток в катод, излучение, разлет капель и т.п. Обозначив сумму всех потерь через W_n , получим $U_0 I = \pi R^2 W_{z0} + W_n$, откуда $\text{const} = -W_n/Q$ и

$$W_{z0} = M_{z0} \frac{I}{Q} (U_0 - \Delta U) = M_{z0} \frac{I}{Q} U_{\text{эфф}}, \quad (6)$$

где ΔU — вольтов эквивалент потерь.

Потери на плавление и испарение материала струи можно включить в удельную энтальпию плазмы в виде известных констант. Потерями на капельную фазу пренебрежем из-за их малости. Другими затратами энергии, не возвращающимися так или иначе в струю, являются поток тепла в тело катода $\sqrt{\pi r} \lambda T_c$ и излучение с его поверхности. Излучение пропорционально квадрату радиуса пятна, и при $r \simeq 10^{-3}$ см и разумных температурах катода соответствующий вольтов эквивалент мал. Главными будут потери на тепловой поток в катод. Например, для меди при $T_c \simeq 5 \cdot 10^3$ К, $r \simeq 4 \cdot 10^{-3}$ см, $W_n \simeq 100$ Вт. Следует отметить, что экспериментально измеренные тепловые потоки в катод могут достигать 30% от полной мощности, вкладываемой в струю [27], что существенно превышает оценки по использованной нами формуле. Поскольку вольтов эквивалент потерь входит в U_0 аддитивно, то для данной работы его величина имеет значение лишь на этапе сравнения с экспериментом расчетного распределения потенциала.

Второе равенство (37)* позволяет выразить U_0 через другие параметры в критическом сечении

$$eU_0 = \frac{eQ}{mI} \left\{ \frac{kT_0(1+q_0)}{2} \left(5 + \frac{g_4}{p_1} \right) + F(q_0) + \lambda_{\text{исп}} + \lambda_{\text{пл}} \right\}, \quad (7)$$

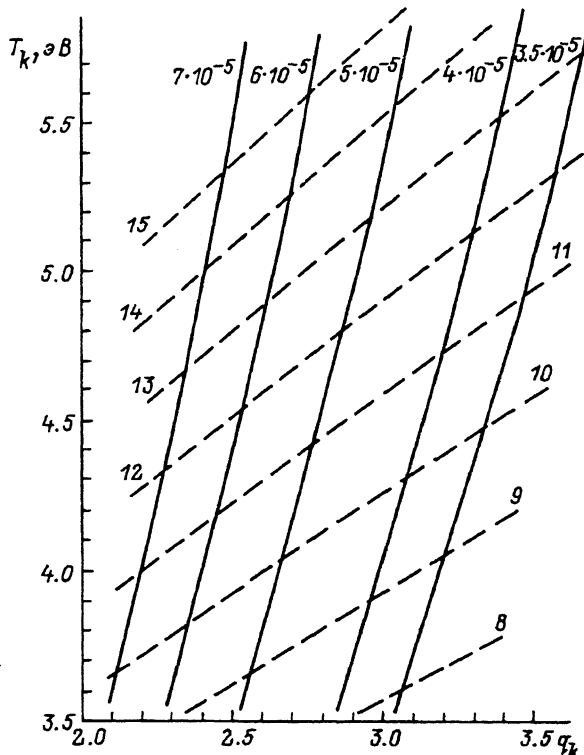


Рис. 1. Линии постоянных значений удельной эрозии Q/I (сплошные кривые) и потенциала u_0 (штриховые линии) над плоскостью независимых параметров (a_k, T_k) в критическом сечении.

где использованы соотношения (1) и в удельную энтальпию добавлены константы $\lambda_{исп}$ и $\lambda_{пл}$.

Легко установить, что в критическом сечении имеются три независимых параметра, за которые удобно принять температуру, средний заряд и U_0 . При этом все остальные параметры выражаются из (11)*, (7), (45)*, (1) в явном виде.

Уравнение (7) при заданных q_0, T_0, U_0 является квадратным относительно mI/eQ . Его решение

$$\frac{mI}{eQ(1+q_0)} = a_1 + \frac{a_2}{eU_0} \pm \frac{1}{eU_0} \sqrt{a_1^2(eU_0)^2 - eU_0(a_3 - 2a_1a_2) + a_2^2}, \quad (8)$$

где введены обозначения

$$b_1 = 1 + \frac{\frac{\epsilon}{kT} + \frac{3}{2}}{br}, \quad b_2 = \frac{3}{2} + \frac{\frac{\epsilon}{kT} + \frac{3}{2}}{br} \frac{F'q_0}{kT_0},$$

$$b_3 = \frac{\frac{5}{2} + \frac{\epsilon}{kT_0}}{br}, \quad b_4 = \frac{5}{2}kT_0 + \frac{F(q_0) + \lambda_{исп} + \lambda_{пл}}{1+q_0},$$

$$a_1 = \frac{1}{2} \frac{b_2}{b_1}, \quad a_2 = \frac{b_1 b_4 + \frac{kT_0}{2} b_3}{2b_1},$$

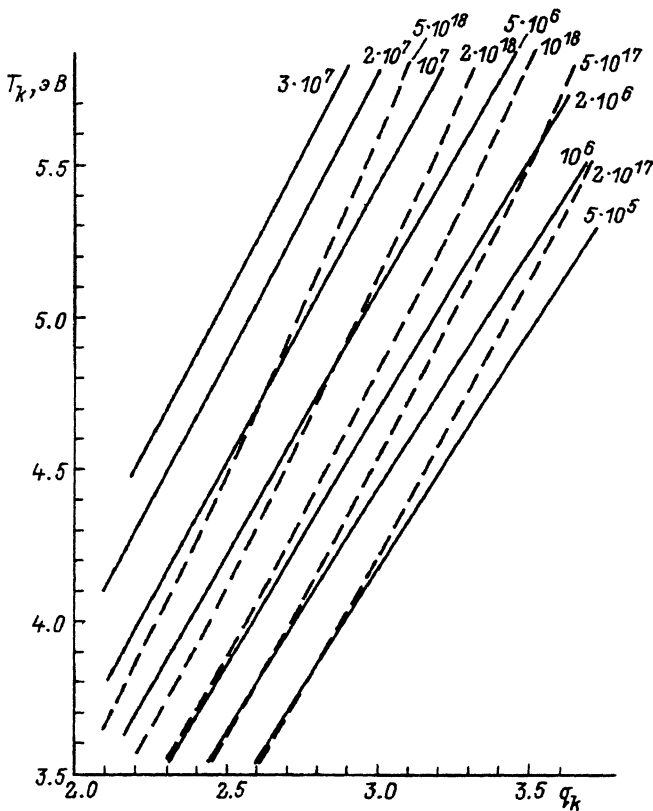


Рис. 2. Линии постоянных значений плотности осевого тока j_{z0} (сплошные линии) и концентрации плазмы n (штриховые линии) над плоскостью (q_k, T_k) в критическом сечении.

$$a_3 = \frac{b_2 b_4 + \frac{kT_0}{2} \left(\frac{5}{2} + b_3 \frac{F' q_0}{kT_0} \right)}{b_1}. \quad (9)$$

Подкоренное выражение в (8) есть квадратный трехчлен по eU_0 , поэтому решение (8) имеет смысл либо при $eU_0 > (eU_0)_1$, либо при $eU_0 < (eU_0)_2$, где

$$(eU_0)_{1,2} = \frac{1}{2a_1^2} \left[(a_3 - 2a_1 a_2) \pm \sqrt{a_3(a_3 - 4a_1 a_2)} \right] \quad (10)$$

— корни этого трехчлена.
Поскольку

$$a_3 - 4a_1 a_2 = \frac{kT_0}{2b_1^2} \left[\frac{5}{2} + \frac{\varepsilon}{kT_0 b r} + b_3 \frac{F' q_0}{kT_0} \right],$$

то оба корня (10) имеют смысл. Однако условие $eU_0 < (eU_0)_2$ дает слишком малые значения для U_0 , поэтому фактически нужно рассматривать условие $eU_0 > (eU_0)_1$, т.е. получается ограничение снизу для потенциала в критическом сечении. Если это условие выполнено, то для удельной эрозии существуют два возможных значения при каждом наборе, q_0, T_0 ,

U_0 , иначе решений нет. Если выбрать минимальное значение U_0 из (10), то удельная эрозия определяется однозначно

$$\frac{mI}{eQ(1+q_0)} = a_1 + \frac{a_2}{eU_0}. \quad (11)$$

С целью уменьшения числа варьируемых параметров мы будем выбирать при заданных q, T минимальное значение U_0 и определять удельную эрозию по (11). Таким образом, число независимых параметров в критическом сечении уменьшится до двух.

Следует обратить внимание на тот факт, что все параметры в критическом сечении, кроме его радиуса и градиентов величин в нем, зависят от тока только в комбинации mI/eQ .

Результаты расчета

По описанной выше методике для медного катода были рассчитаны параметры струи в критическом сечении при изменении q_k в пределах 2–4 с шагом 0.1 и T_k в пределах 3.5–6 эВ с шагом 0.25 эВ.

Обработка полученных данных проводилась следующим образом. Все представляющие интерес параметры строились как функции q_k при фиксированных T_k . На этих графиках находились пары q_k, T_k , соответствующие заданному значению параметра. После этого над плоскостью (q_k, T_k) строились линии уровней соответствующих параметров.

Результаты обработки представлены на рис. 1, 2. На рис. 1 представлены линии уровней удельной эрозии в г/Кл (сплошные кривые) и потенциала в В (штриховые кривые), на рис. 2 — осевая плотность тока j_{z0} в А/см² (сплошные кривые) и плотность в см⁻³ (штриховые). Видно, что в выбранной области изменения параметры меняются в пределах $Q/I = 3.5-7 \cdot 10^{-5}$ г/к, $U_0 = 8-15$ В, $j_{z0} = 5 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^7$ А/см², $n = 2 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Список литературы

- [1] Любимов Г.А., Рагозский В.И. // УФН. 1978. Т. 125. № 4. С. 665–706.
- [2] Вакуумные дуги / Под ред. Дж.Лафферти. М.: Мир, 1982.
- [3] Djakov V.E., Holmes R. // J. Phys. D. 1974. Vol. 7. P. 569–580.
- [4] Мезяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. С. 228–232.
- [5] Rakhovsky V.I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. Vol. PS-15. N 5. P. 481–487.
- [6] Juttner B. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. Vol. PS-15. N 5. P. 474–480.
- [7] Канцель В.В. Автореф. канд. дис. М., 1973.
- [8] Карабаджак Г.Ф., Песков В.Д., Подольяк Е.Р. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. Т. 1. С. 176–178.
- [9] Хороших В.М., Аксенов И.И., Коновалов И.И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1220–1221.
- [10] Плотто А.А., Рыжков В.Н., Капин А.Т. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 2. С. 494–507.
- [11] Davis W.D., Miller H.C. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 5. P. 2212–2221.
- [12] Лунев В.М., Падалка В.Г., Хороших В.М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 7. С. 1491–1495.
- [13] Любимов Г.А. // ДАН СССР. 1975. Т. 225. № 5. С. 1045–1048.
- [14] Любимов Г.А. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 297–303.
- [15] Зекцер М.П., Любимов Г.А. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 1. С. 3–11.
- [16] Бейлис И.И., Зекцер М.П., Любимов Г.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 1861–1870.
- [17] Бейлис И.И., Зекцер М.П. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 4. С. 647–651.

- [18] *Мойжес Б.Я., Немчинский В.А.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 78–86.
[19] *Мойжес Б.Я., Немчинский В.А.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 684–689.
[20] *Немчинский В.А.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 9. С. 1748–1755.
[21] *Немчинский В.А.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 60–66.
[22] *Луковникова М.П., Кринберг И.А., Паперный В.Л.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 1. С. 806–820.
[23] *Wieckert C.* // Contrib. Plasms Phys. 1987. Vol. 27. N 5. P. 309–330.
[24] *Бейлис И.И.* // ДАН СССР. 1982. Т. 262. № 2. С. 1356–1361.
[25] *Veilis I.I.* // IEEE Trans. Plas. Sci. 1985. Vol. 13. N 5. P. 288–290.
[26] *Афанасьев В.П.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 11. С. 000.
[27] *Daalder J.E.* // J. Phys. D. 1977. Vol. 10. P. 2225–2234.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
11 февраля 1992 г.

