

УДК 537.523

## ХОЛЛОВСКИЙ СЛОЙ В ПЛАЗМЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е. Д. Бендер, А. С. Кривенко

Институт ядерной физики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

*Предположено существование холловского слоя для дуги с небольшим током. Начата проверка гипотезы холловского слоя в целом. Для этого создана экспериментальная установка с цилиндрическими соосными катодом и анодом и направлением вдоль оси однородным магнитным полем. Локализованная по оси ферромагнитными кольцами дуга равномерно вращается. Диаметр области локализации катодных пятен менее 5 мм. Положение катодных пятен регистрируется датчиками. Исследованы потоки ионов в плазме межэлектродного промежутка разработанным двойным экранированным зондом.*

Свойства вакуумной дуги в поперечном магнитном поле важны для понимания физики разряда, решения проблемы униполярных дуг в плазменных установках, для развивающихся технологий, например приготовления первой стенки термоядерного реактора.

Вакуумная дуга — это разряд в парах металла, который испаряется в микронных катодных пятнах. С катода на анод летят положительные ионы с энергией больше напряжения на разряде. Электроны при этом приносят на анод ток разряда. В поперечном магнитном поле вакуумная дуга проявляет необычное свойство ретроградного движения. Дуга движется не в сторону, куда ее вынуждает сила Ампера, а в обратную. На данный момент в литературе в основном содержатся данные об интегральных характеристиках разряда в присутствии поперечного магнитного поля, такие как напряжение на дуге, скорость перемещения катодного пятна [1]; показано, что поток плазмы поперек силовых линий магнитного поля больше в амперовском направлении и противоположно направлению движения катодного пятна [2].

Малые характерные размеры примыкающей к катодному пятну плазмы, большая плотность тока и плотность плазмы препятствуют исследованию прикатодной области. В более доступном для измерений межэлектродном промежутке, где плазма расширилась, сохраняются значительные градиенты для большинства параметров, что при неконтролируемом перемещении катодного пятна по поверхности катода затрудняет изучение пространственного распределения характеристик плазмы вакуумной дуги. Для локализации положения катодного пятна существует несколько способов, но большинство традиционно используемых вносят значительные искажения в эксперимент. Так, при ограничении распыляемой части катода тугоплавким материалом [2] дуга преимущественно горит на их стыке, постепенно разрушая тугоплавкий материал, что загрязняет плазму. При локализации катодного пятна изолированным экраном произвольная часть потока из катодного пятна перекрывается экраном. Наиболее часто применяют локализацию внешним магнитным полем, однако достаточно сильное, чтобы препятствовать хаотическому движению пятна, поле влияет также и на плазму в межэлектродном промежутке. В сконструированной установке выбрана геометрия разряда, которая позволяет использовать ферромагнетик для локализации по одной координате вместе с однородным магнитным полем, локализуя по другой. Показано, что магнитное поле ферромагнетика в межэлектродном промежутке мало по сравнению с однородным.

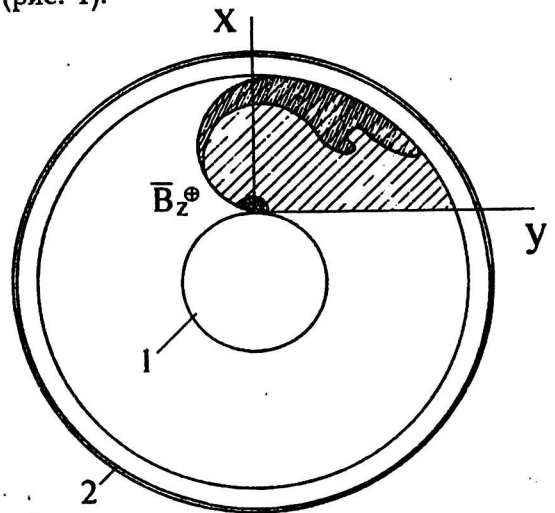
В работах [3, 4] для объяснения переноса тока в несколько килоампер в межэлектродном промежутке вакуумной дуги в поперечном магнитном поле была предложена модель холловского слоя на ретроградной стороне плазмы.

Нами предположено существование такого слоя для дуги с небольшим током, (200 А). Цель данной работы — изучение локальных характеристик межэлектродной плазмы вакуумной дуги в поперечном магнитном поле и проверка гипотезы холловского слоя. Для получения углового распределения потоков ионов и измерения градиента потенциала в плазме межэлектродного промежутка применялись экспериментально разработанный двойной экранированный зонд, двойные ленгмюровские зонды и индикаторы положения катодного пятна.

### Теория

Нами выбраны ток дуги на титановом катоде  $I_A = 200$  А, приложенное магнитное поле  $B = 40$  Гс и расстояние между катодом и анодом  $R_0 = 5,5$  см. При этом ларморовский радиус электронов  $r_{ce}$  много меньше расстояния между электродами  $R_0$ , и столкновения в межэлектродном промежутке редки. Обычная и боровская диффузии не могут объяснить большой ток в бесстолкновительной области вакуумной дуги, если электроны в заморожены в магнитное поле. Большой ток в этом случае объясняет гипотеза холловского слоя. При движении катодного пятна в ретроградном направлении быстрые ионы отражаются на границе плазмы электрическим полем поперек слоя. В скрещенных электрическом слое и магнитном полях электроны дрейфуют к аноду. Слой параллелен магнитному полю, изогнут в характерный “серп” (рис. 1).

Рис. 1. Качественная картина холловского слоя:  
1 — катод; 2 — анод



По аналогии с [3], где была получена форма слоя для большого числа пятен, получим форму слоя для одного пятна. Пусть ось  $Z$  направлена вдоль внешнего магнитного поля, ось  $X$  перпендикулярна поверхности катода.

Плотность тока электронов, дрейфующих вдоль слоя толщиной  $h$  (рис. 2):

$$jh = \frac{en_e}{B} Eh, \text{ где } U = Eh \text{ — напряжение поперек слоя.}$$

Условие отражения иона с энергией  $W_i$ , попадающего в слой под углами  $\beta$  и  $\gamma$ :

$$U = Eh = W_i \sin^2 \beta \sin^2 \gamma.$$

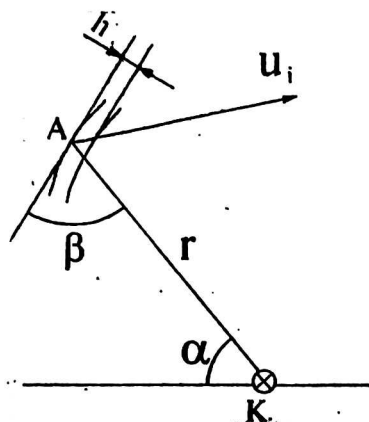


Рис. 2. Схема отражения иона в плоскости XY:

A — точка слоя, в которой ион отражается;  
 K — область катодного пятна.  
 Ось Z перпендикулярна рисунку

Плотность электронов в слое на расстоянии  $R$  от катодного пятна в допущении сферически симметричного распространения квазинейтральной плазмы будет:

$$n_e = n_i = \frac{2I_i}{v_i e 2\pi R^2}.$$

Проинтегрировав по  $Z$  с учетом геометрии, получим уравнение кардиоиды, описывающее форму холловского слоя:

$$r(\alpha) = r_0 \sin^2 \frac{\alpha}{2},$$

где  $r_0 = \frac{W_i I_i}{2v_i B I_e}$ ,  $r$  — проекция вектора  $\vec{R}$  на плоскость XY (см. рис. 2).

Покажем, что для выбранных условий скорость дрейфа электрона в холловском слое больше, чем скорость диффузии на межэлектродное расстояние.

Скорость разлета ионов  $v_i = 2 \cdot 10^6$  см/с;  $I_i = \frac{I_A}{10}$ ;  $T_e = 1 - 2$  эВ, тогда длина

свободного пробега электрона  $\lambda_e = (2 - 8) \frac{R^2}{I_i}$ , см.

Коэффициенты обычной и бомовской диффузии поперек магнитного поля таковы:

$$D_{HL} = \frac{\lambda_e v_e}{1 + (\omega_{He} / v_e)^2} \approx 1 \cdot 10^4 \text{ см}^2 / \text{с};$$

$$D_a = \frac{1}{16} \frac{c T_e}{e B} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 / \text{с}.$$

Скорость, с которой электрон проходит расстояние между катодом и анодом благодаря Бомовской диффузии  $v_6 = \frac{D_6}{R_0} \approx 3 \cdot 10^4$  см/с, что не намного больше скорости движения катодного пятна в эксперименте  $v_{к,п} = 1,6 \cdot 10^3$  см/с и много меньше скорости ионов  $v_i = 2 \cdot 10^6$  см/с.

Возможно, большой ток в плазме вакуумной дуги обеспечивает диффузия на неустойчивостях. Для оценки ее величины подставим в выражение для коэффициента бомовской диффузии вместо температуры электронов величину флуктуации потенциала из-за неустойчивости. Обнаружены флуктуации до 20 В на частотах менее 10 кГц. Это дает скорость диффузии  $v_{\text{неуст}} \approx 3 \cdot 10^5$  см/с, что

недостаточно для объяснения большого тока, так как скорость электронов меньше скорости ионов. В дальнейшем требуется более строгое изучение флуктуаций.

Скорость дрейфа в скрещенных полях вдоль слоя можно оценить как  $v_{др} = \frac{W_i / h}{B} = 10^8$  см/с,  $h \approx 1$  см — толщина слоя, выбранная между  $R_0 = 5,5$  см и  $r_{се} = 0,1$  см. В реальности нужно учесть, что ионы отражаются под некоторым углом, что уменьшит  $v_{др}$ . Из оценок видно, что скорость дрейфа электронов в холловском слое  $v_{др} \approx 10^7$  см/с больше скорости быстрых ионов  $v_i \approx 2 \cdot 10^6$  см/с и значительно превышает большую из скоростей диффузии  $v_{дифф} \approx 3 \cdot 10^5$  см/с.

Таким образом, модель холловского слоя может объяснить перенос электронов от катода к аноду при выбранных условиях разряда.

### Схема эксперимента

Анодом служила цилиндрическая стенка рабочей камеры 1, находящаяся под потенциалом земли (рис. 3). Катодный узел цилиндрически симметричен, за исключением поджига, и соосен с рабочей камерой. Соленоид создает направленное вдоль оси камеры однородное магнитное поле с неоднородностью в области разряда не более 8%. Под действием этого поля дуга вращается по поверхности цилиндрического катода в ретроградном направлении в течение импульса 60 мс. Катод выполнен из титана марки ВТ-1. Поджиг осуществлялся пробоем по поверхности изолятора.

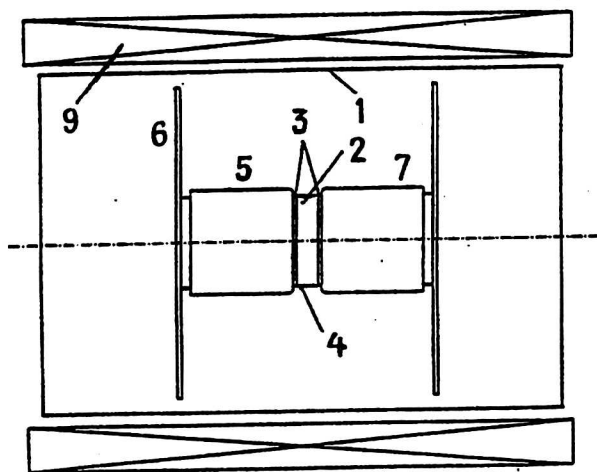


Рис. 3. Схема разрядной камеры:

- 1 — стенка рабочей камеры, анод;
- 2 — катод; 3 — ферромагнетик;
- 4 — поджиг; 5—8 — экраны;
- 9 — соленоид

Область в рабочей камере удобно описывать в цилиндрической системе координат  $R, \phi, Z$ , ось  $Z$  совпадает с осью камеры. Радиус катода  $R_k = 2$  см, радиус анода  $R_a = 7,5$  см.

Плазма вакуумной дуги неоднородна в пространстве, поэтому все экраны электрически изолированы, каждый под индивидуальным плавающим потенциалом.

Перемещению катодных пятен вдоль оси камеры препятствуют ферромагнитные кольца, расположенные на торцах катода (см. рис. 3, 4). Собственное магнитное поле дуги максимально около катодного пятна. Ферромагнетик уменьшает тангенциальную к границе вакуум—ферромагнетик компоненту и увеличивает нормальную. Катодное пятно движется в сторону максимального

рядом с пятном магнитного поля, состоящего из собственного магнитного поля дуги и внешнего [1]. Чем ближе находится катодное пятно, тем сильнее ферромагнетик "отталкивает" его. Оценки показывают, что дуга движется медленно, изменение намагничивающего поля соответствует частоте  $\nu \leq 7$  кГц, при таких частотах ферромагнитные свойства железа сохраняются. После большого числа разрядных импульсов на катоде образуется выемка, показывающая, где локализовано катодное пятно. В нашем случае катодное пятно не приближается к ферромагнетику ближе чем на 2 мм, но горит ближе к токоподводу, под действием магнитного поля токов разряда, текущих по катоду и аноду (см. рис. 4).

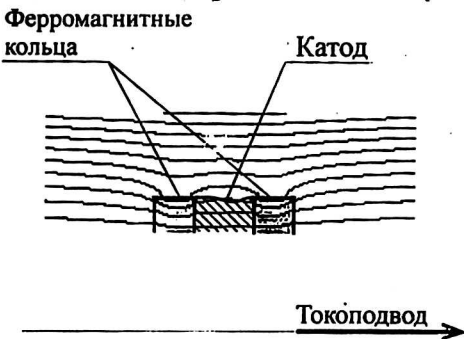
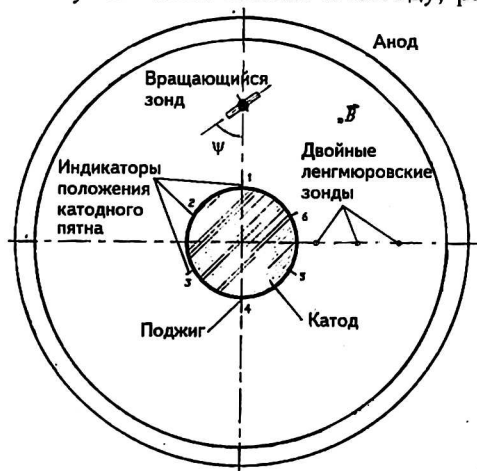


Рис. 4. Эродировавший катод и искажение магнитного поля соленоида ферромагнитными кольцами

Собственное поле дуги с током 200 А сравнимо с  $B_{z0} = 40$  Гс только на расстояниях от катодного пятна  $r < 1$  см. Так как величина поля намагниченного ферромагнетика того же порядка, что и намагничивающее, полем системы ток дуги + ферромагнетик можно пренебречь на расстояниях  $R > 1$  см от катода. Магнитное поле в системе соленоида + ферромагнетики было рассчитано в программе MERMAID. Расчет показал, что на расстояниях от ферромагнетика больше 0,7 см искажение однородного поля меньше 3 %.

Для определения координаты  $\phi$  катодного пятна при вращении дуги использованы шесть электродов, помещенных в узкие пазы близко к катоду, равномерно по его периметру (рис. 5).

Рис. 5. Схема измерения. Вид вдоль оси камеры

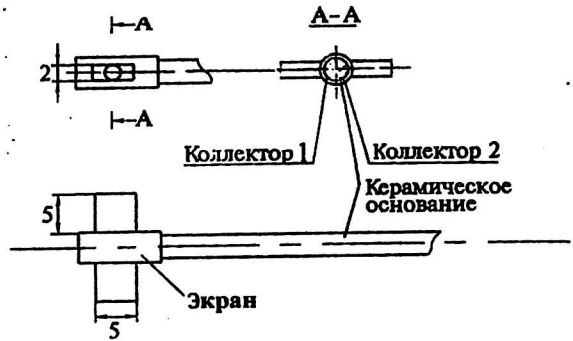


Экспериментально разработанный двойной экранированный зонд выставлялся на разные углы к поверхности катода для определения углового распределения ионов, на расстоянии  $R_z = 5$  см от оси камеры (см. рис. 5, 6).

Три двойных ленгмюровских зонда были установлены на разных расстояниях от катода, образуя гребенку, электроды вдоль магнитного поля (см. рис. 5). Пара электродов (каждого) ориентирована параллельно поверхности катода. Еще один зонд был установлен на место экранированного зонда, чтобы ориентиро-

вать пару электродов двойного ленгмюровского зонда на разные углы к поверхности катода.

Рис. 6. Конструкция вращающегося зонда



### Результаты эксперимента

В слаботочных дугах катодные пятна могут разбегаться в поперечном по отношению к внешнему полю направлении. Однако в нашем эксперименте, по данным индикаторов положения катодного пятна, все катодные пятна локализованы по периметру катода в области менее 0,5 см. Возможно, определенную роль сыграло присутствие ферромагнетика. Хорошая локализация пятен по  $\varphi$  существенно облегчает диагностику.

Во время разрядного импульса двойной экранированный зонд находился при фиксированном угле  $\psi$ , дуга при этом совершала несколько оборотов по рабочей камере. Экран зонда был под плавающим потенциалом и предназначался для отсечения потоков ионов непосредственно из катодного пятна, которые, как показал эксперимент, намного больше любых других. Потенциал коллекторов -60 В относительно рабочей камеры. Измерялся ионный ток насыщения из плазмы, попавшей в узкий герметичный канал напротив каждого коллектора. Дебаевский радиус в области зонда  $r_D \approx 10$  мкм намного меньше характерных размеров внутри экрана, таким образом ток на коллекторе приблизительно пропорционален потоку ионов, входящих в канал экрана.

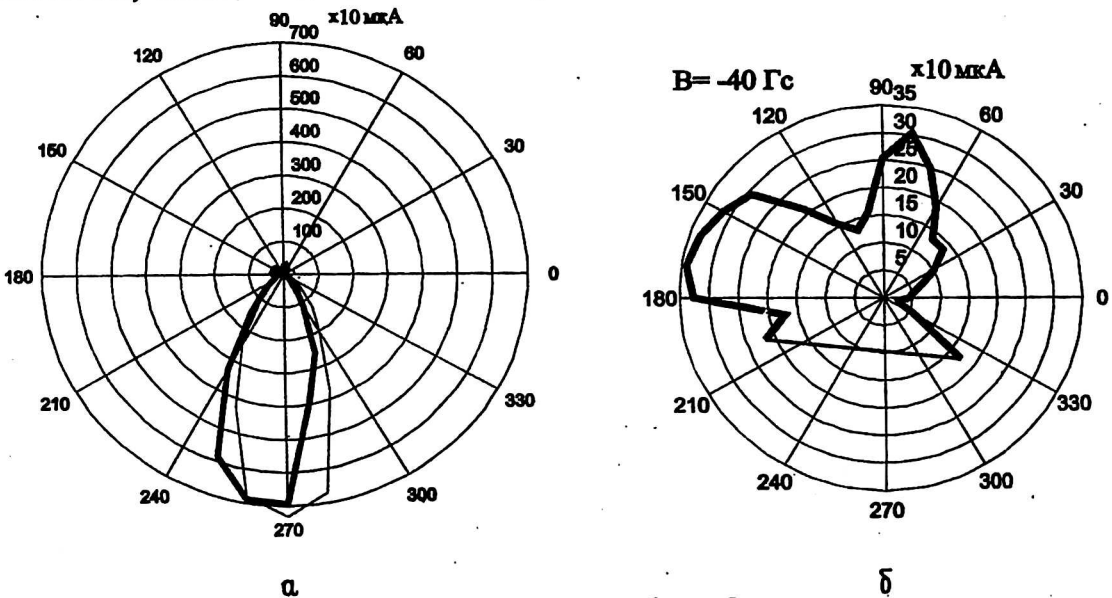


Рис. 7. Угловое распределение максимального за оборот дуги тока ионного насыщения на коллектор двойного экранированного зонда (а, б, в)

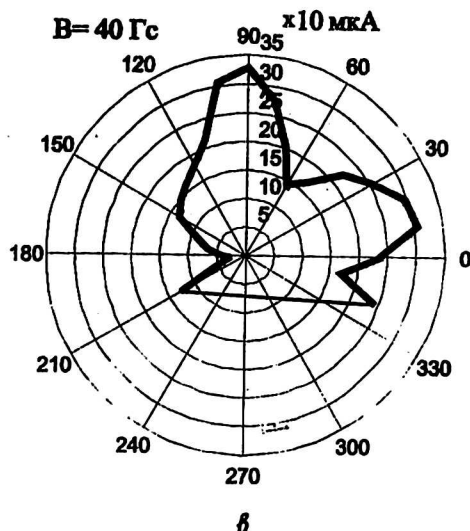


Рис. 7. Окончание

На рис. 7 представлено угловое распределение максимального за оборот дуги тока ионного насыщения на коллекторы. Направление коллектора на ось камеры соответствует  $\psi = 270^\circ$ . Каждая точка графика получена усреднением высоты 6—7 пиков на осциллограмме, т. е. за шесть-семь оборотов дуги вокруг катода. Случайная ошибка до 30%. Высота пиков наибольшая, когда коллектор направлен непосредственно на катод,  $\psi = 220\text{—}320^\circ$  (см. рис. 7, а). Но нас интересуют ионы, предположительно отраженные от холловского слоя, т. е. направленные не непосредственно из катодного пятна. На рис. 7, б, в часть графика, показывающая поток ионов из катодного пятна, обрезана. Верхний выступ симметричен обрезанной части и соответствует плазме, проникшей внутри зонда на противоположный коллектор, нас не интересует. Нас интересует составляющая потока ионов вдоль поверхности катода,  $\psi = 120\text{—}210^\circ$  и  $\psi = 330\text{—}60^\circ$ . Видно, что отношение токов на коллекторы слева и справа достигает 15.

Сопоставим ток на коллекторы с временем прохождения катодным пятном индикаторов положения пятна (рис. 8). Индикатор 1 находится под зондом. Для уменьшения разброса времен на осциллограмме из-за разной скорости движения катодного пятна запуск луча осуществлялся от индикатора 6. Видно, что при  $\psi = 0$  максимальный за оборот ток возникает на коллекторе, когда дуга находится рядом с индикатором 2. В этой точке угол между направлением на зонд и нормалью к поверхности катода  $\theta \approx 90^\circ$ .

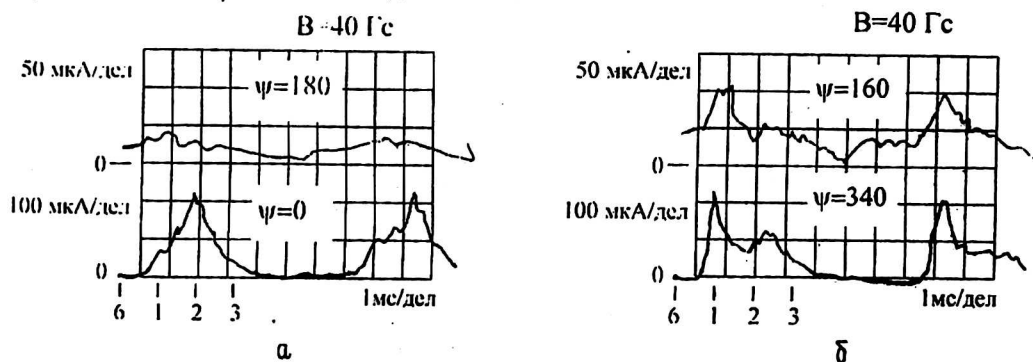


Рис. 8. Зависимость ионного тока насыщения на коллекторы при разных углах поворота двойного экранированного зонда (а, б, в) от положения катодного пятна

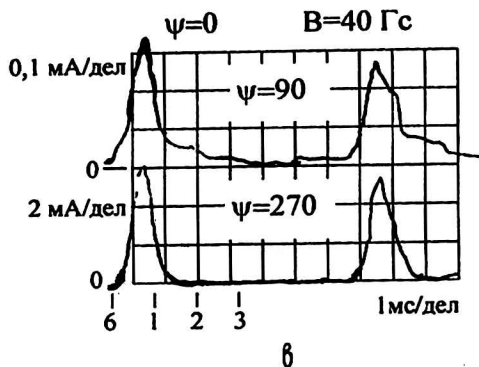


Рис. 8. Окончание

Таким образом, можно утверждать, что обнаружены потоки ионов, направленные не непосредственно из катодного пятна, что совпадает с гипотезой холловского слоя.

С помощью двойных ленгмюровских зондов планировалось измерить градиент потенциала, чтобы обнаружить холловский слой и оценить его толщину на разных расстояниях от катода. Так как слой изгибается в характерный серп, интересно сопоставить результаты с гребенки зондов с угловой зависимостью градиента потенциала. На место экранированного зонда был установлен двойной ленгмюровский зонд под плавающим потенциалом. Электроды были соединены сопротивлением 110 Ом. Измерялся ток между электродами (рис. 9, а).

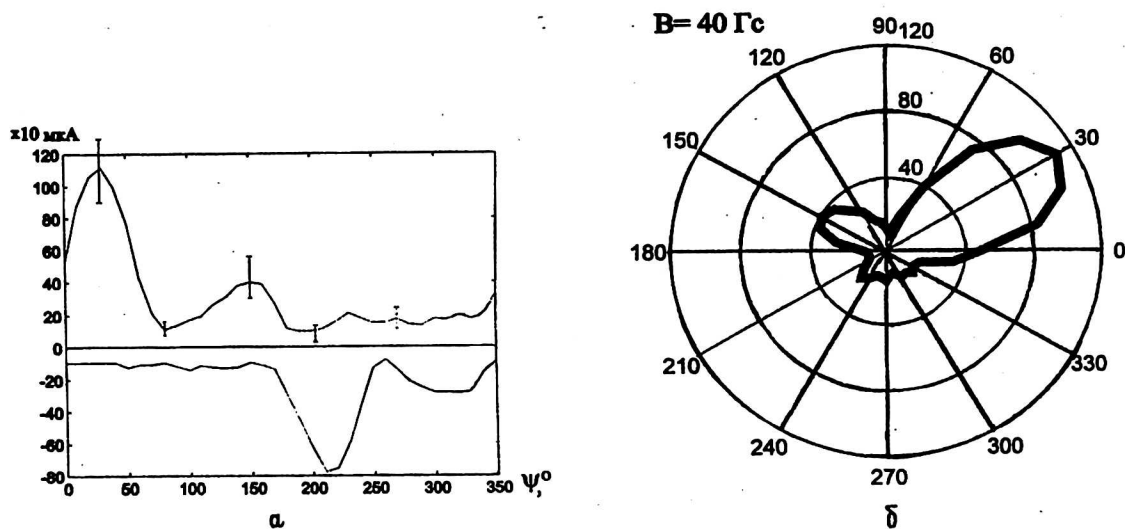


Рис. 9. Максимальный за оборот дуги ток между электродами двойного ленгмюровского зонда от его угла поворота (а, б)

Каждая точка графика получалась, как и ранее, усреднением высоты шести-семи пиков. Измерялась высота и положительных, и отрицательных пиков. Видно, что сигнал симметричен. Достаточно рассмотреть только положительные пики (см. рис. 9,б). Оказалось, что измеряемый сигнал имеет резко выраженную угловую зависимость и превышает фон до 100 раз.

Неожиданным оказался малый выступ, симметричный большому относительно нормали к катоду. Согласно гипотезе холловского слоя, это может быть слой, образованный собственным магнитным полем дуги, однако на больших

расстояниях от катода собственное поле мало, так как плотность тока мала. Этот сигнал, возможно, отражает не только градиент потенциала, но плотности или температуры электронов. Действительно, напряжение на сопротивление пропорционально разнице токов на электроды. Наибольший вклад дает потенциал, так как он входит в экспоненту и может сильно изменяться. Температура тоже входит в экспоненту, но не может иметь больших градиентов. Плотность может иметь большой градиент, но входит в ток линейно. В дальнейшем предполагается провести измерения в режиме токов насыщения и подавать на электроды пилообразное напряжение не более 100 мкс, чтобы измерить градиенты плотности и температуры.

Перейдем к результатам, полученным на гребенке двойных ленгмюровских зондов. Электроды были соединены сопротивлением 110 Ом. Зонды находились на расстояниях 7, 22, 37 мм от катода. Осциллограмма тока между электродами 1-го и 2-го зондов показана на рис. 10, а, б, г, д. Большой пик, по-видимому, связан с разностью потенциалов в плазме, он меняет знак при обращении магнитного поля, что согласуется с моделью холловского слоя. Также подтверждает существование холловского слоя сравнение осциллограммы разницы токов

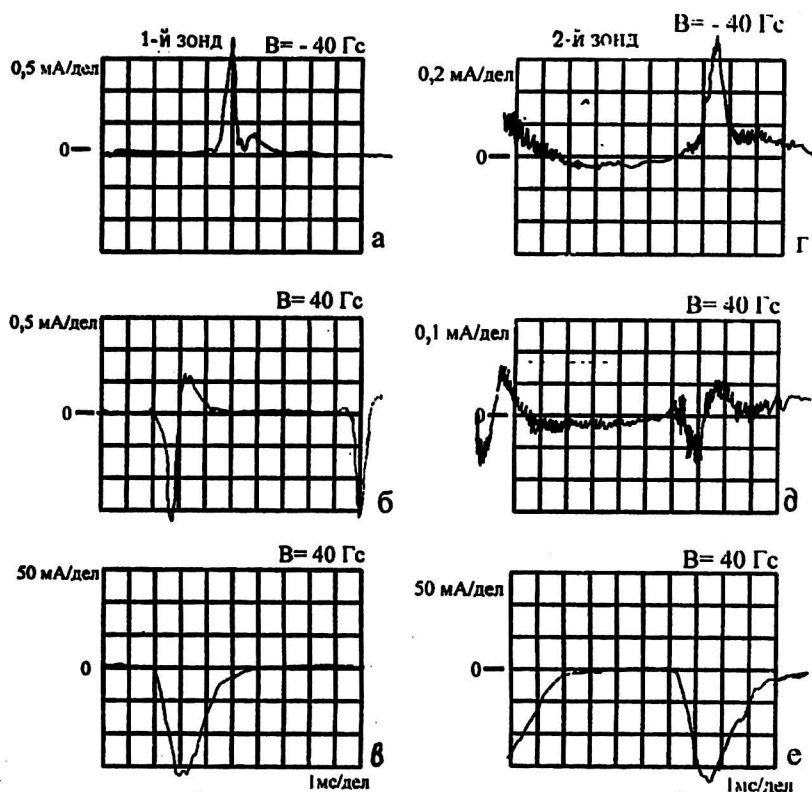


Рис. 10. Ток между электродами первого (а, б) и второго (г, д) двойных ленгмюровских зондов гребенки, и ток на один электрод этих зондов (в, е)

на два электрода (см. рис. 10, б) с током на заземленный через 110 Ом электрод 1-го зонда (см. рис. 10, в). По последнему можно сделать вывод о существовании плазмы в области зонда. Видно, что характеризующий разницу потенциалов пик находится на переднем фронте существования плазмы в области зонда, т. е. на ретроградной стороне плазмы вакуумной дуги. Сравнение сигналов с 1-го и 2-го зондов показывает уменьшение величины градиента и увеличение ширины

области с градиентом с расстоянием от катода (см. рис. 10, а, б, г, д) при слабом расширении плазмы дуги (см. рис. 10, в, е).

Уточнить зависимость от расстояния трудно, так как зависимость от угла резко выражена. Требуется больше зондов и точнее их выставлять по углу. Сейчас готовится гребенка из пяти одинаковых зондов. Подготовлен Камак-крейт, который позволит одновременно измерять сигнал на зондах гребенки, чтобы восстановить форму границы плазмы.

### З а к л ю ч е н и е

Сконструирована установка для изучения локальных характеристик межэлектродной плазмы вакуумной дуги в поперечном магнитном поле.

Получено качественное угловое распределение потоков ионов. Обнаружены потоки ионов, движущиеся не непосредственно из катодного пятна, вероятно отраженные от холловского слоя.

Мы полагаем, обнаружен градиент потенциала на передней границе плазмы вакуумной дуги в поперечном магнитном поле. Получена угловая зависимость этого градиента от угла к поверхности катода. Угловая зависимость резко выражена и показывает два градиента  $+30^\circ$  и  $-30^\circ$  к поверхности катода на расстоянии 3 см.

На основе полученных данных намечены дальнейшие эксперименты.

### Л и т е р а т у р а

1. К е с а е в И. Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968.
2. Meunier J. L., Drouet M. G. Bouncing Expansion of the Arc-Cathode Plasma in Vacuum Along the Transvers Applied B Field.//IEEE Trans. on Plasma Sci., 1983. V. 1. PS-11. N. 3.
3. Emtage P. R., Kimblin C. W., Gorman J. G. et. al. Interaction Betwin Vacuum Arc and Transverse Magnetic Fields with Application to current Limitation.//Ibid., 1980. V. PS-8. N 4.
4. Б е н д е р Е. Д. Дуговые испарители титана для вакуумной установки "Амбал-Ю"//ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1987. Вып 4. С. 41.

## A HALL'S STRATUM IN PLASMA OF A VACUUM ARC IN CROSS MAGNETIC FIELDS

*E. D. Bender, A. S. Krivenko*

The Budker's institute for nuclear physics  
of the Siberian Branch of the Russian Academy of sciences, Novosibirsk, Russia

*The existence of a Hall stratum for an arc with a small current was suspected by authors. The checkout of a hypothesis of a Hall stratum as a whole has been initiated. For this purpose the experimental installation with the cylindrical coaxial cathode both anode and directional lengthwise axis by homogeneous magnetic field is created. The arc localized on an axis by ferromagnetic rings is gyrated uniformly. Diameter of the area of the cathode spots localization is less than 5 mm. The standing of cathode spots is filed by data units. The streams of ions in plasma of an interelectrode gap are explored by a designed double screened sonde.*