

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ДУГЕ ДУОПЛАЗМАТРОННОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

М. А. Аброян, Ю. М. Казан, Н. Б. Колоколов и Б. П. Лавров

В работе описывается измерение концентрации электронов в водородной плазме дуги дуоплазматронного источника ионов по штарковскому расширению спектральной линии $H\beta$. Измерения контуров проводились с помощью интерферометра Фабри—Перо, скрещенного с дифракционным монохроматором. Сканирование по длинам волн осуществлялось изменением угла наклона интерферометра. Аппаратурный контур определялся экспериментально. В исследованных условиях работы дуоплазматрона ($P=0.07 \div 0.2$ тора, $i=1.0 \div 2.0$ а) электронная концентрация приблизительно равна 10^{14} см $^{-3}$ и слабо зависит от разрядного тока и давления.

1. В настоящей работе объектом исследования является водородная плазма дуги дуоплазматронного источника ионов. Создание физической картины явлений, определяющих процессы генерации ионов в такого рода

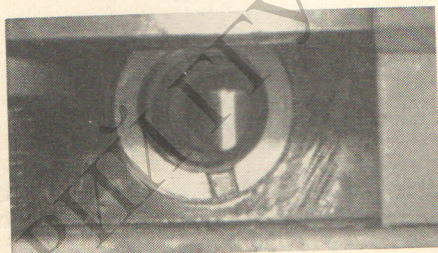


Рис. 1. Общий вид исследуемой области дуги в зазоре между промежуточным электродом и анодом.

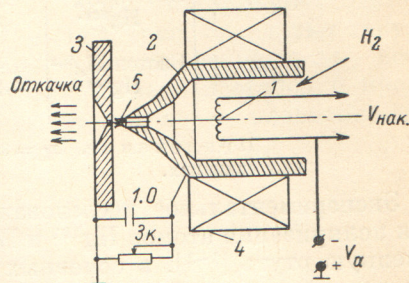


Рис. 2. Схематическое изображение дуоплазматронного источника ионов.

1 — накаливаемый катод, 2 — промежуточный электрод, 3 — анод, 4 — катушки электромагнита, 5 — исследуемая область.

приборах и свойства извлекаемого ионного пучка, наталкивается на ряд трудностей, связанных с отсутствием экспериментальных данных об основных параметрах плазмы.

Как известно, в дуоплазматроне [1] дуговой разряд низкого давления сжимается под действием дополнительного электрода, расположенного между катодом и анодом. Между соплом промежуточного электрода и анодом создается сильное неоднородное магнитное поле, которое еще больше контрагирует разряд, доводя его до узкого пучка плазмы, расположенного вдоль оси (рис. 1). Таким образом, вблизи анода образуется плазма с высокой концентрацией заряженных частиц. Ионы извлекаются из источника через малое отверстие в аноде. Схематическое изображение дуоплазматрона представлено на рис. 2.

Нами изучалась плазма дуги в зазоре между соплом промежуточного электрода и анодом. Выбранная для исследования область играет существ-

венную роль в формировании параметров извлекаемого пучка ионов и до сих пор остается наименее изученной.

С нашей точки зрения, трудности определения параметров плазмы в указанной области связаны, с одной стороны, с наличием больших и неоднородных магнитных полей, что, в частности, делает невозможным применение стандартной зондовой методики. С другой стороны, условия, существующие в этой области, не позволяют использовать для расчета параметров плазмы простые теоретические модели (модель ЛТР, стационарную корональную модель).

Очевидно, что в этих условиях наиболее перспективным является применение спектроскопических методов диагностики. Тем не менее нам известна только одна работа [2], в которой для исследования плазмы дуоплазматрона используются оптические методы. В указанной статье приведены результаты измерений относительных интенсивностей спектральных линий ArI и ArII в дуге источника, работающего на аргоне.

Данная работа посвящена измерению электронной концентрации по штарковскому уширению спектральной линии H_{β} (4861 Å).

2. В наших условиях уширение спектральных линий в плазме определяется в основном тепловым движением излучающих атомов (эффект Доплера) и их взаимодействием с заряженными частицами (эффект Штарка).

Современная теория штарковского расширения водородных линий позволяет достаточно точно рассчитывать контуры линий при различных температурах и концентрациях [3]. При $n_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ численные данные имеются только для линий H_{β} и H_{δ} . Использование последней для диагностики затруднено вследствие малой ее интенсивности. При $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температурах $5000 \div 40000^\circ \text{ К}$ связь штарковской полуширины $\Delta\lambda_s$ (Å) линии H_{β} и концентрации электронов $n_e [\text{см}^{-3}]$ с точностью 10% дается выражением [3]

$$\Delta\lambda_s = 1.9 \cdot 10^{-10} n_e^{2/3}. \quad (1)$$

Отсюда при $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\Delta\lambda_s = 0.41 \text{ Å}$.

Доплеровская полуширина не зависит от плотности частиц, и в случае водородной линии H_{β} может быть подсчитана по формуле [4].

$$\Delta\lambda_d = 0.00348 \sqrt{T_a}, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda_d$ выражена в Å, а температура газа T_a — в °К.

При температурах 900 и 2500° К доплеровская ширина составляет 0.1 и 0.17 Å соответственно. Таким образом, в нашем случае доплеровское уширение не является доминирующим, но его влияние необходимо учитывать.

Расширение линии, обусловленное действием магнитного поля (эффект Зеемана), в данной работе не учитывалось. Оценки показывают, что это приводит к некоторому завышению полученных значений электронной концентрации, не превышающему, впрочем, экспериментальных ошибок.

Измерения контуров проводились с помощью интерферометра Фабри-Перо. Расстояние между зеркалами составляло 1 мм , что соответствовало области свободной дисперсии вблизи линии H_{β} 1.2 Å . Сканирование по длинам волн производилось поворотом интерферометра вокруг горизонтальной оси, перпендикулярной оптической. Изменение угла наклона осуществлялось перемещением головки микрометрического винта вдоль вертикальной линии (рис. 3). В этом случае основное соотношение, определяющее пропускание интерферометра, принимает вид

$$\lambda = \frac{2t}{n} \cos \arctg \frac{x}{t} = \frac{2t}{n} \cos \arctg AY, \quad (3)$$

где $A = v/u.l$, λ — длина волны, n — порядок интерференции, t — расстояние между зеркалами, v — скорость перемещения головки микро-

метрического винта, l — расстояние между точкой подвеса и линией перемещения, u — скорость движения ленты самописца, Y — координата, отсчитываемая по ленте самописца от положения $\varphi=0$.

Если $|x/l| \leq 0.37$ (т. е. $\varphi \leq 20^\circ$), то уравнение (3) с точностью 0.5% может быть записано следующим образом:

$$\lambda = \frac{2t}{n} \left[1 - \frac{(AY)^2}{2} \right]. \quad (4)$$

При этом разность длин волн двух близких компонент [спектра] [5]

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2t} \frac{Y_{p+1}^2 - y_{p+1}^2}{Y_{p+1}^2 - Y_p^2}, \quad (5)$$

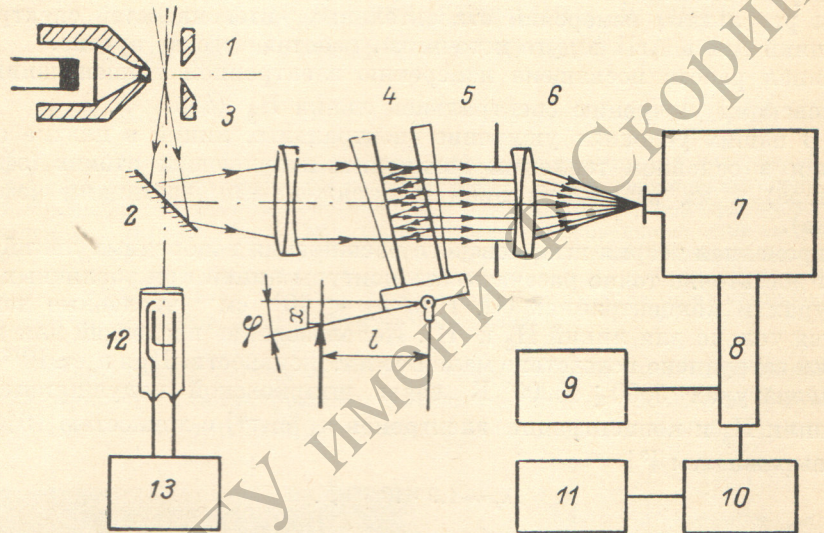


Рис. 3. Блок-схема спектральной установки.

1 — дуоплазматрон, 2 — поворотное зеркало, 3 — осветительный объектив, 4 — интерферометр Фабри—Перо, 5 — ирисовая диафрагма, 6 — собирающий объектив («Индустар-37»), 7 — монохроматор, 8 — фотоэлектронный умножитель ФЭУ-79, 9 — высоковольтный стабилизированный выпрямитель ВС-22, 10 — электрометрический усилитель У-1-7, 11 — электронный автоматический потенциометр РСН-4, 12 — спектральная лампа с полым катодом, 13 — блок питания.

где Y_{p+1} — координата $p+1$ максимума первой компоненты, y_{p+1} — то же для второй компоненты.

Для расшифровки интерференционной картины применялся метод прямоугольных таблиц Толанского. При этом исследуемый контур спектральной линии разбивался на 12 частей. Работа велась с системой односторонних полос [5].

3. Измерения выполнены на дуоплазматроне, описанном в работе [6]. Водород, очищенный диффузией через нагреваемый никель, подавался в плазматрон со стороны катода. Давление измерялось манометрической лампой ЛТ-2, подсоединенной к катодному блоку. Давление на выходе работающего ионного источника поддерживалось на уровне 6×10^{-5} тор. Величина магнитного зазора составляла 8 мм. Все измерения проведены при продольной составляющей напряженности магнитного поля в средней части зазора, равной 5.6 кгс. Для питания дуги использовался высоковольтный выпрямитель со стабилизацией тока на пентодах. Для проведения оптических измерений в анодном блоке были проделаны отверстия и установлены окна из плавленого кварца.

Блок-схема спектральной установки изображена на рис. 3. Интерферометр Фабри—Перо устанавливался между двумя объективами в параллельном пучке света. Для разделения порядков использовался дифрак-

ционный монохроматор СД (дисперсия $10 \text{ \AA}/\text{мм}$). Оптическая ось системы проходила по диаметру среднего по высоте сечения дуги. С помощью двух скрещенных щелей $0.1 \times 0.1 \text{ мм}^2$, расположенных на входе монохроматора, выбиралось излучение из области плазмы, прилегающей к оптической оси. Применялась фотоэлектрическая регистрация света с усилением на постоянном токе и записью на диаграммной ленте электронного автоматического потенциометра.

Для измерения аппаратурного контура интерферометра зеркало 2 поворачивалось на 90° и проводилась запись контуров линий Ne I и Mg I , излучаемых стандартной спектральной лампой с полым катодом ЛСП-1. Так как собственная ширина этих линий меньше 0.02 \AA , записываемый контур практически совпадает с аппаратурным. Измерения показали, что аппаратурный контур нашей системы хорошо аппроксимируется функцией Гаусса, а его полная полуширина составляет $(0.10 \pm 0.01 \text{ \AA})$.

4. По описанной выше методике были проведены измерения контуров спектральной линии H_β в типичных условиях работы ионного источника. При этом радиальная неоднородность дуги в данной работе не учитывалась. Значения полных полуширин наблюдаемого профиля $\Delta\lambda_{\text{набл.}}$ приведены в табл. 1. В ней указана также погрешность измерения, оцененная по разбросу значений, полученных в разных опытах.

Таблица 1

Значения полных полуширин наблюдаемого профиля линии H_β для ряда условий работы ионного источника

P , тор	i , а	$\Delta\lambda_{\text{набл.}}$, \AA
0.07	1.0	0.42 ± 0.04
	1.6	0.43 ± 0.04
0.2	1.0	0.47 ± 0.05
	2.0	0.50 ± 0.05

Таблица 2

Значения электронной концентрации

P , тор	i , а	Концентрация электронов (10^{14} см^{-3})	
		при $T_a = 900^\circ \text{ К}$	при $T_a = 2500^\circ \text{ К}$
0.07	1.0	0.8	0.7
	1.6	0.9	0.7
0.2	1.0	1.0	0.9
	2.0	1.2	1.0

Так как в наших условиях наблюдаемый контур $F(x)$ определяется одновременным действием трех статистически независимых причин уширения, его можно представить в виде интеграла свертки [7]

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x-x'') \left[\int_{-\infty}^{\infty} D(x''-x') A(x') dx' \right] dx'' \quad (6)$$

где $S(x)$ — контур, обусловленный штарковским уширением, $D(x)$ — контур, возникающий вследствие эффекта Доплера, $A(x)$ — аппаратурный контур интерферометра.

Поскольку доплеровский и аппаратурный контуры имеют гауссовский вид, в нашем конкретном случае интеграл, заключенный в скобки, представляет собой функцию Гаусса $G(x)$ с полушириной $\Delta\lambda_g = \sqrt{\Delta\lambda_s^2 + \Delta\lambda_d^2}$. Штарковский контур H_β на расстояниях, не слишком близких к центру линии, можно приближенно считать дисперсионным. В этом приближении для вычисления штарковских полуширин можно воспользоваться таблицей полуширин функции Фойгта, приведенной в работе [8]. При расчетах необходимо знать температуру газа [см. формулу (2)]. Нами было принято, что эта величина лежит в пределах $900^\circ \text{ К} \leq T_a \leq 2500^\circ \text{ К}$. Электронная концентрация подсчитывалась по формуле (1) при указанных крайних значениях температуры. Результаты расчета приведены в табл. 2. Из этой таблицы видно, что неопределенность в атомной температуре мало влияет на получаемое значение электронной концентрации.

Штарковский контур может быть выделен из наблюдаемого и без каких-либо предварительных предположений о его форме путем численного решения уравнения (6). В работе [9] предложен приближенный метод решения этого интегрального уравнения. Первое приближение $S_1(x)$ находится в виде

$$S_1(x) = 2F(x) - \int_{-\infty}^{\infty} F(x') G(x-x') dx'. \quad (7)$$

Более высокие приближения $S_{n+1}(x)$ находятся по формуле

$$S_{n+1}(x) = S_n(x) + F(x) - \int_{-\infty}^{\infty} S_n(x') G(x-x') dx'. \quad (8)$$

Результат такого расчета для $P=0.2$ тора и $i=2.0$ а показан на рис. 4. При вычислениях предполагалось, что $T_a=2500^\circ \text{K}$, а интегрирование проводилось графически. Из рис. 4 видно, что в нашем случае можно ограничиться первым приближением. Концентрация электронов, подсчитанная по полученной полуширине, составляла $1.1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, использование предположения о дисперсионной форме штарковского профиля приводит к тому, что полученные значения n_e занижены приблизительно на 10%. В то же время пренебрежение зеемановским расширением, как уже говорилось, дает завышение примерно такого же порядка. Поэтому для других исследованных разрядных условий мы ограничились вычислением штарковских полуширин по таблицам функции Фойгта.

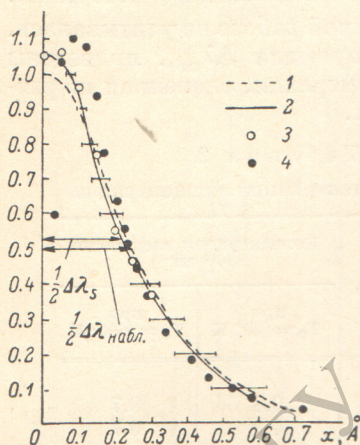


Рис. 4. Контуры спектральной линии H_β .

1 — наблюдаемый контур; 2 — первое приближение, полученное графическим интегрированием по формуле (7); 3 — второе приближение, полученное по формуле (8); 4 — данные Грима для $n_e=10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T=40\,000^\circ \text{K}$.

В работе метод дает возможность определять концентрацию электронов в водородной плазме дуги дуоплазмотронного источника ионов с точностью, лучшей 25%.

В исследованных условиях работы дуоплазмотрона концентрация электронов составляет величину порядка 10^{14} см^{-3} и слабо зависит от разрядного тока и давления.

Литература

- [1] М. Д. Г а б о в и ч. Физика и техника плазменных источников ионов. Атомиздат, М., 1972.
- [2] С. Л е ж е н е. IX ICPIG, Bucharest, 1969, contr. pap., 216.
- [3] Г. Г р и м. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, М., 1969.
- [4] С. Э. Ф р и ш. Оптические спектры атомов. ГИФМЛ, М.—Л., 1963.
- [5] С. Т о л а н с к и й. Спектроскопия высокой разрешающей силы. ИЛ, 1955.
- [6] М. А. А б р о я н, В. Л. К о м а р о в. В сб. «Электрофизическая аппаратура», вып. 4, стр. 119. Госатомиздат, М., 1963.
- [7] А. Н. З а й д е л ь, Г. В. О с т р о в с к а я, Ю. И. О с т р о в с к и й. Техника и практика спектроскопии. Изд. «Наука», М., 1972.
- [8] В. В и з е. Сб. «Диагностика плазмы». Под ред. Р. Х а д д л с т о у н а и С. Л е о н а р д а. Изд. «Мир», М., 1967.
- [9] Н. С. В у р г е р, Р. Н. v. С и т т е р т. Zs. Phys., 79, 722, 1932; 81, 428, 1933.

Поступило в Редакцию 4 мая 1973 г.