

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КАТОДНОЙ
ОБЛАСТИ ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА КИСЕЛЕВСКОГО.

В.И. АРХИПЕНКО, С.М. ЗГИРОВСКИЙ, Л.В. СИМОНЧИК

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси
пр. Ф.Скорины 70, Минск 22072, Belarus, E-mail: simon@imaph.bas-net.by

1. ВВЕДЕНИЕ

Самостоятельные тлеющие разряды при нормальной плотности тока существуют при низких и средних давлениях в диапазоне токов от сотен микроампер до одного ампера и достаточно хорошо изучены [1, 2]. При атмосферном давлении стабильность такого разряда считалась проблематичной, так как малые пространственные размеры приэлектродных слоев и высокие градиенты температур, концентраций частиц, электрических полей приводят к существенному отклонению состояния плазмы разрядов от равновесного, развитию различных неустойчивостей и, как результат, происходит срыв в дугу. Поэтому стационарные тлеющие разряды при атмосферном давлении являются несамостоятельными и для их стабильного горения требуется внешний ионизатор, прокачка газа и др.

Плазменный источник Киселевского (ПИК), исследованию которого посвящена настоящая работа, является самостоятельным тлеющим разрядом с нормальной плотностью тока при атмосферном давлении [3, 4]. ПИК имеет стабильные характеристики и может служить удобным объектом для изучения физических процессов электрических разрядов в газах при атмосферном давлении, для спектроскопических исследований и технологических применений. Он используется в качестве спектрального источника линейчатым и сплошным спектром [5], а также источника возбуждения спектров в атомной эмиссионной спектроскопии для решения аналитических задач [6]. Сложность и многообразие физических процессов, происходящих в катодной области ПИК вследствие высокого давления, и малые размеры приэлектродных слоев (тысячные доли сантиметра) затрудняют проведение измерений. По этой причине до настоящего времени так и не получено данных, на основании которых можно было бы создать целостную картину физических процессов в ПИК.

Наиболее важной и определяющей существование любого электрического разряда в газе, в том числе и ПИК, является катодная область, основной функцией которой является генерация заряженных частиц и обеспечение токопереноса при переходе плазма-твердое тело. Из-за меньшей подвижности ионов по сравнению с подвижностью электронов концентрация положительных ионов вблизи катода должна заметно превышать концентрацию электронов. Появляющийся вследствие этого положительный объемный заряд приводит к резкому возрастанию напряженности электрического поля у поверхности катода. Информация о величине напряженности электрического поля позволяет определить функцию распределения электронов по энергиям, коэффициент ионизации, плотности носителей заряда и др. Катодное падение напряжения в ПИК ранее было зафиксировано с помощью зондовых измерений [7]. Однако пространственного распределения потенциала эти измерения не дали, так как размеры зонда были сравнимы с размерами области катодного падения потенциала. Спектроскопические измерения напряженности электрического поля в [8-10] по уширению линии H_{β} в катодной области ПИК также указывали на наличие сильного

поля. Однако, исходя из вида контура линии H_{β} , крылья которой были экспоненциально спадающими по мере удаления от центра, авторы работ [8-10] предположили, что контур линии формируется в результате воздействия низкочастотного турбулентного электрического поля плазмы со средней напряженностью ~ 20 кВ/см. В действительности, полученные в этих работах контуры были интегральными по толщине катодного свечения, так как апертура оптической системы была большой (>0.2).

В настоящей статье представлены результаты спектроскопических измерений пространственного распределения напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала ПИК. Показано какое влияние на это распределение оказывает температура катода. Локальная величина напряженности поля в катодной области ПИК измерялась методами, основанными на штарковской спектроскопии линий водорода H_{β} ($\lambda = 486.1$ нм) и нейтрального гелия $\lambda = 492.2$ нм ($2p \ ^1P_0 - 4d \ ^1D$) с ее запрещенной компонентой ($2p \ ^1P_0 - 4f \ ^1F$). На основании уширения штарковских компонент линий водорода и гелия установлено наличие переменной составляющей электрического поля, разработана методика измерения и измерена ее величина.

2. ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК КИСЕЛЕВСКОГО

2.1. Экспериментальная установка.

Тлеющий разряд возбуждался в герметичной камере с кварцевыми окнами между двумя электродами: закругленным вольфрамовым анодом (диаметр – 6 мм, радиус закругления – 3мм) и плоским катодом, выполненном из меди (диаметр – 30 мм, толщина 8 мм).

Межэлектродный промежуток был равен 4 мм. Рабочий газ – гелий – проходил через разрядную камеру и свободно выпускался в атмосферу. Расход газа составлял ~ 2 л/мин, концентрация примесей в потоке гелия не превышала 0.01%. Разряд поддерживался с помощью источника постоянного тока при токе 1 А. Вольт-амперная характеристика разряда представлена на рис. 1.

Она является медленно растущей в диапазоне токов от 50 мА до 15 А при охлаждении электродов. Без охлаждения электродов срыв в дугу происходит при токе в несколько ампер. Напряжение на электродах при горении тлеющего разряда находится в пределах $200 \div 280$ В.

Блок-схема измерительной экспериментальной установки представлена на рис. 2. С помощью осветительной системы, состоящей из двух ахроматических объективов, увеличенное в 2 раза изображение разряда фокусировалось в плоскости входной щели сканирующего монохроматора высокого разрешения МДД 500x2 с обратной линейной дисперсией 0.5 нм/мм. При ширине входной и выходной щелей ~ 30 мкм получался гауссовский инструментальный контур с полушириной 0.02 нм.

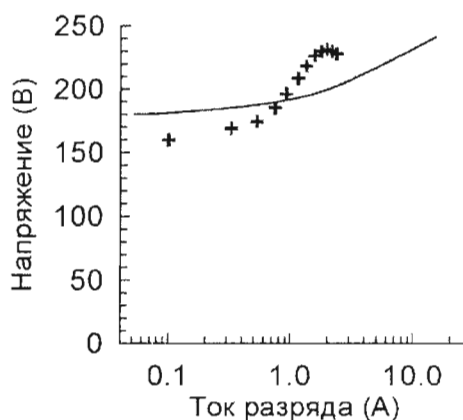


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики разряда.

Сплошная кривая — охлаждаемые электроды, (+) — электроды без охлаждения.

Монохроматор перестраивался по спектру шаговым двигателем с минимальным изменением длины волны в шаге 0.001 нм. Ось разряда находилась в фокальной плоскости первого объектива осветительной системы, а входная щель монохроматора была параллельна поверхности катода. Между объективами устанавливался пленочный поляризатор. Световой поток перед входной щелью монохроматора модулировался механическим прерывателем с частотой порядка 1000 Гц. Переменный электрический сигнал с фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79 усиливался селективным усилителем, а постоянное напряжение с выхода усилителя регистрировалось автоматизированной измерительно-вычислительной системой, включающей комплекс аппаратуры КАМАК и персональный компьютер.

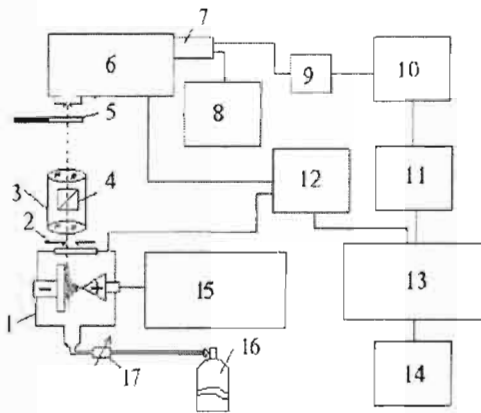


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки

1 – разрядная камера, 2 – щель, 3 – осветительная система, 4 – поляризатор, 5 – модулятор, 6 – монохроматор, 7 – фотоумножитель, 8 – высоковольтный источник питания, 9 – истоковый повторитель, 10 – селективный усилитель, 11 – КАМАК, 12 – блок управления перемещениями, 13 – компьютер, 14 – принтер, 15 – источник питания, 16 – баллон с гелием, 17 – регулятор расхода газа.

Как уже отмечалось во введении, размеры характерных слоев в тлеющем разряде при атмосферном давлении значительно меньше, чем в разряде при пониженном давлении. С другой стороны, область отрицательного свечения представляет собой довольно большой светящийся диск диаметром до 20 мм и более. Чтобы получить разрешение по поперечным сечениям катодного свечения порядка десятков микрон осветительная система должна иметь очень малую апертуру. Но при малой апертуре происходит значительное ослабление регистрируемого светового потока. В экспериментах была использована прямоугольная диафрагма с высотой 10 мм и шириной 1 мм, которая устанавливалась перед первой линзой осветительной системы монохроматора. При этом апертура осветительной системы вдоль оси разряда, составила 0.01, а пространственное разрешение на оси разряда, измеренное по изображению стандартной миры, было около 10 мкм. Апертура осветительной системы в радиальном направлении – 0.1 и при высоте щели монохроматора 2 мм поперечное разрешение было порядка 1 мм.

Для получения пространственных распределений интенсивности интегрального светового излучения и интенсивности линий разрядная камера устанавливалась на специально изготовленную площадку, которая могла перемещаться в двух перпендикулярных оптической оси направлениях с помощью микрометрических винтов и поворачиваться вокруг двух осей. Такая сложная конструкция необходима для точной ориентации рабочей поверхности катода относительно входной щели монохроматора. Вдоль оси разряда перемещение осуществлялось с помощью шагового двигателя под управлением компьютера с минимальным линейным шагом 1 мкм.

2.2. Характеристика свечения ПИК.

Внешний вид свечения ПИК при разрядном токе 1 А представлен на рис. 3. Одной из особенностей его является протяженное отрицательное свечение в катодной

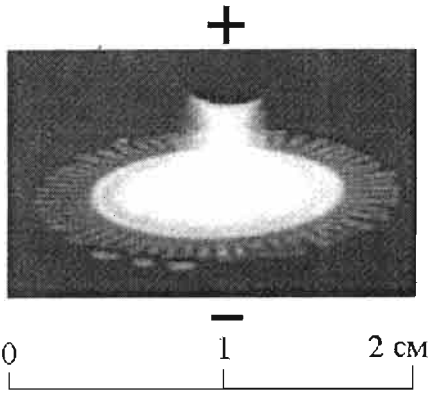


Рис. 3. Внешний вид разряда

(+) – анод, (-) – катод.

области по размерам превосходящее размеры поперечного свечения положительного столба. Отрицательное свечение имеет вид тонкого светящегося диска диаметром 20-30 мм и толщиной менее 1 мм с кольцевой структурой — периодически изменяющейся интенсивностью излучения от центра по радиусу. Далее к аноду простирается светящийся столб диаметром 2-3 мм. Между этими светящимися областями находится темное фарадеево пространство. Конец анода покрыт ярким светящимся слоем.

На рис. 4 представлены аксиальные и поперечные распределения интенсивностей линий гелия и водорода в катодной области. Водород присутствует в виде примеси (около 0.01%) в баллоне с гелием. Как следует

из поперечного распределения интенсивности линии HeI 501.6 нм (Рис. 4, а), интенсивность линии максимальна на оси разряда и спадает при удалении от нее.

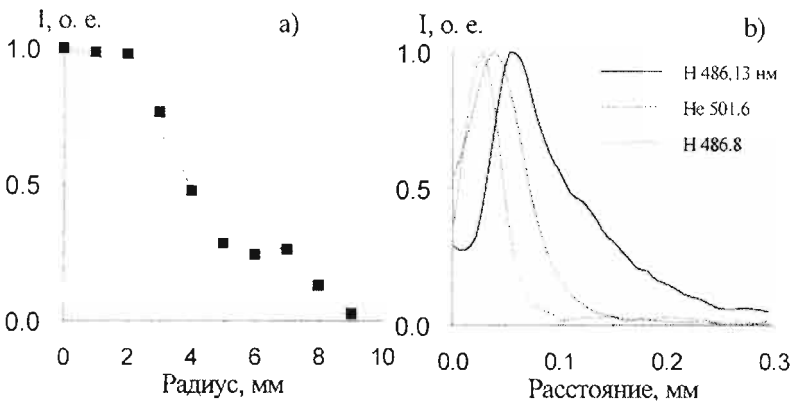


Рис. 4. а – Поперечное (□) и радиальное (■) распределения интенсивности линии HeI 501.6 нм. б – Продольные распределения интенсивностей линий водорода и гелия.

Так как катодное свечение имеет близкую к цилиндрической симметрию, то это позволило нам для получения локальных интенсивностей линии водорода в прикатодном пространстве использовать преобразование Абеля. На радиальном распределении (рис. 4, а) можно выделить две области, где свечение однородно: в центре отрицательного свечения (~ 10 мм в диаметре) и по кольцу возле его внешней границы (от 5 до 10 мм).

Вдоль оси разряда интенсивность линии гелия ($\lambda = 501.6$ нм) максимальна узкой (менее 100 мкм) области. Кривая распределения интенсивности линии водорода H_{β} ($\lambda = 486.13$ нм) в области катодного свечения примерно в два раза шире, чем линии гелия (Рис. 4, б). При этом со стороны катода кривая имеет особенность: наблюдается уменьшение интенсивности, а затем рост. Наличие этого провала связано со значительным (2-3 нм) уширением водородной линии

В положительном столбе линия H_{β} сравнительно узкая (рис. 5, а) и ее полуширина составляет порядка 0,04 нм. Однако при наблюдении по центру катодного свечения линия уширяется (рис. 5, б) и в ее крыльях появляются широкие максимумы. Их смещение от центра линии достигает 0,8 нм. На краю катодного свечения уширение несколько

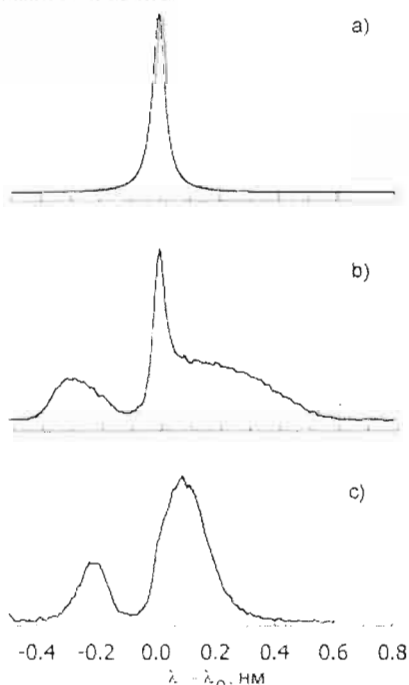


Рис. 6. Контуры линии водорода H_{β} 486,13 нм в положительном столбе (а), в центре (б) и на краю катодной области (с).

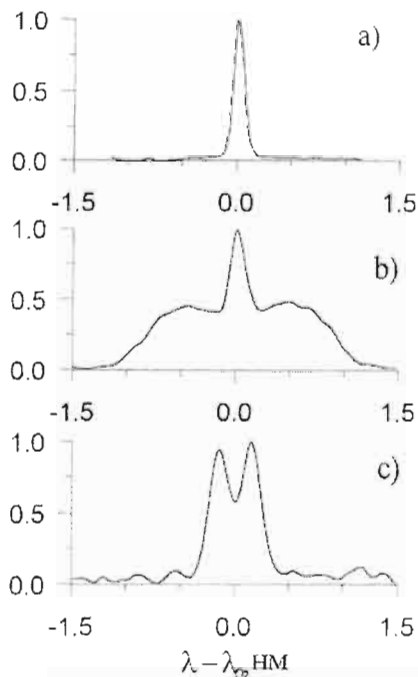


Рис. 5. Контуры линии водорода H_{β} в положительном столбе (а), в центре (б) и на краю катодной области (с).

меньше (рис. 5, с), но максимумы в крыльях более выражены, а центральная составляющая исчезает вовсе. Для установления области, в которой наблюдается уширение линии H_{β} , производилась регистрация продольного распределения интенсивности излучения в крыле линии на длине волны 486,8 нм (рис. 4, б). Видно, что наибольшую интенсивность крыло линии H_{β} имеет в прикатодной области в том же месте, где имеется особенность на продольном распределении интенсивности в центре линии H_{β} . Максимум продольного распределения интенсивности крыла H_{β} расположен даже ближе к катоду, чем максимум продольного распределения линии атома HeI 501.6 нм.

В области, где происходит уширение линии H_{β} , видоизменяются

также и контуры линий гелия. Правда, уширение различных линий происходит по-разному. Линия HeI 501,6 нм практически не уширяется. Поэтому ее нормированные распределения интенсивности в центральной части линии на рис. 4 соответствуют распределениям полной интенсивности линии. Эту линию мы использовали в экспериментах для настройки спектральной аппаратуры. В то же время контуры других линий, как например, HeI 492,2 нм в различных зонах катодной области претерпевают существенные изменения. На рис. 6 приведены спектральные участки возле линии HeI 492,2 нм в трех точках разряда. Видно, что в зависимости от выбранной точки бокового наблюдения спектр сильно видоизменяется: появляется запрещенная линия, а разрешенная линия смещается.

Столь сильное изменение контуров линий водорода и гелия в катодной области указывает на наличие сильного поля, воздействующего на излучающие атомы. Используем эти уширения для установления величины этого поля.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ШТАРКА.

Штарковское уширение линий атомов, которое вызывается смещением и расщеплением энергетических уровней излучающего атома в электрическом поле, широко используется для исследования области катодного падения потенциала различных типов тлеющих разрядов при низких давлениях. Так по уширению линий водорода измерены аксиальные распределения напряженности электрического поля в [11]. Штарковская спектроскопия линий нейтрального гелия и соответствующих их запрещенных компонент использована в [12, 13]. Рассмотрим теоретические основы этих методов и их использование в условиях ПИК.

3.1. Эффект Штарка для водорода в постоянном поле.

Уровни энергии атома водорода, помещенного во внешнее постоянное и однородное электрическое поле, взаимодействуют с этим полем по линейному эффекту Штарка [14]. Поле вызывает симметричное расщепление термов и соответствующее расщепление линий, которое пропорционально приложенному полю. При этом спектральные линии расщепляются на ряд штарковских компонент, расположенных симметрично относительно положения несмещенной линии. Смещение компоненты с номером i по частоте относительно центра линии дается выражением:

$$\Delta\omega = E i g,$$

где $g = 3ea_0^2/h$ — постоянная эффекта Штарка; a_0 — борковский радиус; E — напряженность электрического поля. Для линии H_α индекс i пробегает целые значения в интервале $-8 \leq i \leq 8$, для линии H_β — целые четные значения в интервале от $-14 \leq i \leq 14$, для линии H_γ — целые значения в интервале $-22 \leq i \leq 22$. Соответствующие смещения в длинах волн для этих линий равны:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda [\text{нм}] &= 0,00275 i E [\text{кВ/см}] && \text{для линии } H_\alpha, \\ \Delta\lambda [\text{нм}] &= 0,00151 i E [\text{кВ/см}] && \text{для линии } H_\beta, \\ \Delta\lambda [\text{нм}] &= 0,00120 i E [\text{кВ/см}] && \text{для линии } H_\gamma. \end{aligned} \quad (1)$$

По поляризации излучения штарковские компоненты делятся на π - и σ -компоненты. Излучение π -компонент обусловлено переходами без изменения магнитного квантового числа ($\Delta m = 0$) и поляризовано линейно вдоль направления

внешнего электрического поля. Излучение σ -компонент обусловлено переходами с изменением магнитного квантового числа на единицу ($\Delta m = \pm 1$) и имеет круговую поляризацию. Но в силу того, что электрическое поле не снимает вырождения по магнитному квантовому числу, число квантов с право- и лево-поляризованных одинаково. В результате суммарное излучение оказывается неполяризованным. Располагая поляризатор параллельно или перпендикулярно направлению внешнего электрического поля, можно получить контур, образованный излучением π - либо σ -компонент, соответственно. Относительные интенсивности и номера π - и σ -компонент линии H_{β} , взятые из работы [15], представлены в таблице:

π		σ	
Номер компоненты	Относительная интенсивность	Номер компоненты	Относительная интенсивность
2	0.00538	2	0.043306
6	0.04844	4	0.27273
8	0.22967	6	0.17584
10	0.21591	8	0.00359
14	0.0006	10	0.00478

Спектральное расположение и относительные интенсивности штарковских π -компонент для напряженности электрического поля $E = 35$ кВ/см представлены на рис. 7

Форма контуров линий излучения при двух взаимно перпендикулярных положениях поляризатора будет зависеть от уширения каждой из штарковских компонент. Контур отдельной штарковской компоненты будет определяться аппаратным уширением в комбинации с уширениями, которые будут преобладающими в данной экспериментальной ситуации: штарковским, доплеровским, уширением нейтральным газом. В тлеющих разрядах при низких давлениях и малых концентрациях заряженных частиц, как это сделано в [11], плазменными уширениями можно пренебречь. Тогда каждая штарковская компонента может быть представлена гауссовской функцией с полушириной

$$\Delta\lambda_i = (\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_A^2)^{0.5},$$

где $\Delta\lambda_A$ - полуширина аппаратного контура, $\Delta\lambda_D$ - доплеровская полуширина. В случае атома водорода доплеровская полуширина равна

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 T^{0.5}, \quad (2)$$

где λ_0 - длина волны в центре линии в нм, T - температура возбужденного атома водорода в $^{\circ}\text{K}$. Тогда контуры линии для π - и σ -компонент при учете аппаратного и доплеровского уширения можно записать в виде:

$$S_{\pi}(\lambda) = \sum_i \beta_{\pi} \exp \left\{ - \left[\frac{\lambda - (\lambda_0 + c t E)}{\Delta\lambda_i} \right]^2 \right\}, \quad S_{\sigma}(\lambda) = \sum_i \beta_{\sigma} \exp \left\{ - \left[\frac{\lambda - (\lambda_0 + c t E)}{\Delta\lambda_i} \right]^2 \right\}, \quad (3)$$

где E - напряженность внешнего электрического поля; β_{π} и β_{σ} - относительные интенсивности π - и σ -компонент с номером i , c - коэффициент, зависящий от выбора линии (см. (1)).

Используем формулы (3) для интерпретации уширения штарковских компонент линии H_{β} в области катодного падения в плазменном источнике Киселевского. На рис. 7 представлены

экспериментальный (п-компоненты) и рассчитанный контуры линии водорода H_{β} . При расчете были использованы следующие параметры: $E = 35$ кВ/см и $T = 200$ эВ. Величина

напряженности электрического поля E определяется положением максимумов в соответствии с (1). Чтобы получить уширение компонент по доплеровскому механизму, в данном случае требуются энергии возбужденных атомов водорода ~ 200 эВ. При атмосферном давлении, как нам кажется, такие энергии атомов водорода маловероятны. При параметрах плазмы ПИК ($n_e \sim 10^{14} - 10^{15}$ см $^{-3}$, $T_e \ll 2000$ К), в соответствии с (1), доплеровское уширение линии H_{β} не превышает 0.015 нм. Поэтому примем во внимание другие возможные механизмы уширения.

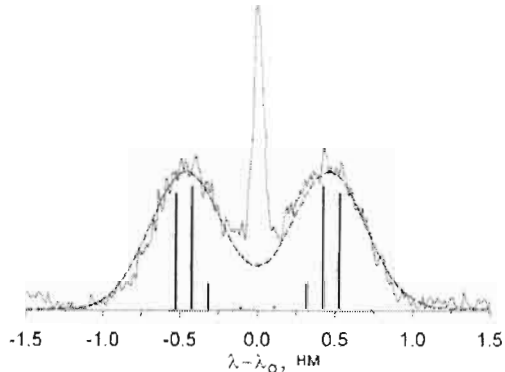


Рис. 7. Экспериментальный (сплошной) и расчетный доплеровский (пунктир) контуры линии H_{β} . Вертикальные отрезки – положения и относительные интенсивности штарковских п-компонент.

3.2. Спектрополяризационная методика определения напряженности постоянной и низкочастотной составляющих напряженности электрического поля.

Наиболее вероятным механизмом такого сильного уширения линий в катодной области ПИК может быть штарковское уширение под действием переменных электрических полей или в результате сильного градиента поля. В катодной области разряда можно выделить две составляющих электрического поля: постоянную и переменную. Постоянная составляющая, а она будет преобладающей, вызывает расщепление уровней и сдвиг штарковских компонент. Переменная составляющая будет ответственна за уширение штарковских компонент. Источником постоянной аксиальной составляющей поля E_0 является катодное падение потенциала. Переменная компонента поля может быть вызвана рядом причин: поле ионов, турбулентность плазмы, ионизационная неустойчивость с участием метастабильных атомов, флуктуации области катодного потенциала и др. Оценка величины напряженности поля Хольцмарка $E_H = 2.61 en_1^{2/3}$ для $n_1 \sim 10^{15}$ см $^{-3}$ дает значение ~ 3.5 кВ/см. Полуширина линии водорода H_{β} в этих условиях составляет 0.15 нм [16], что значительно превышает инструментальное и доплеровское уширение. Поэтому уширение в поле ионов может быть одним из основных. Рассмотрим задачу о форме контуры линии водорода H_{β} при одновременном воздействии переменного и постоянного электрических полей.

Для учета их влияния была использована спектрополяризационная методика, приведенная в работе [17], в которой рассматривается влияние квазистатических однородных, анизотропных электрических полей на штарковские профили водородных линий. Распределение низкочастотных электрических полей в разряде было представлено в виде суперпозиции одномерного спектра шумов с волновым вектором вдоль оси z , направленным параллельно оси разряда анод-катод, и двумерного спектра с

волновыми векторами в плоскости, параллельной поверхности катода. Однако в отличие от работы [17], составляющая электрического поля вдоль оси z может быть представлена в виде суперпозиции постоянного продольного поля E_0 и продольной составляющей низкочастотного электрического поля \tilde{E} . В результате для контуров линии водорода, образованных π - и σ -компонентами, соответственно, в квазистатическом приближении были получены следующие выражения:

$$S_i = \frac{1}{A^3 \tilde{E}} \sqrt{\frac{2(1+p)^3}{\pi p}} \lambda^2 \left[\sum_k \frac{B_k}{R_k^3} M_{ik} + \sum_k \frac{C_k}{C_k^3} N_{ik} \right], \quad (4)$$

где

$$M_{1k} = 2 \int_{-1}^1 dz \varphi(z, R_k) z^2, \quad N_{1k} = 2 \int_{-1}^1 dz \varphi(z, T_k) (1-z^2),$$

$$M_{2k} = \int_{-1}^1 dz \varphi(z, R_k) z^2, \quad N_{2k} = \int_{-1}^1 dz \varphi(z, T_k) (1-z^2),$$

$$\varphi(z, R_k) = \exp \left\{ -\frac{p+1}{\tilde{E}^2} \left[\frac{\lambda^2}{A^2 R_k^2} (1-z^2) + \frac{1}{2p} \left(\frac{\lambda z}{AR_k} - E_0 \right)^2 \right] \right\}.$$

Индекс $i = 1, 2$ соответствует положению оси поляризатора вдоль выделенного направления z и перпендикулярно к нему, соответственно. Выражение для $\varphi(z, T_k)$ аналогично выражению для $\varphi(z, R_k)$ при замене R_k на T_k , $\tilde{E} = \sqrt{\langle E_{\parallel}^2 \rangle + \langle E_{\perp}^2 \rangle}$, где E_{\parallel} и E_{\perp} компоненты вектора низкочастотного электрического поля в направлении оси z и перпендикулярно к нему. Масштабный множитель $A = 0.025$ выбран таким образом, что при подстановке в формулу (4) значения напряженности электрического поля берутся в единицах кВ/см, а длина волны λ , отсчитываемая от центра линии, в нанометрах. Параметр $p = \eta^2/2$, где $\eta = \sqrt{2 \langle E_{\parallel}^2 \rangle / \langle E_{\perp}^2 \rangle}$. Численные значения других параметров R_k , B_k , T_k , C_k приведены в таблице выше.

Подбор теоретических контуров осуществляется по следующей схеме. Вначале для контура $I_{\parallel}(\lambda)$ была рассчитана зависимость положения максимума крыла от напряженности постоянного поля E_0 . От других параметров (напряженности низкочастотного поля \tilde{E} и степени его анизотропии η) положение максимума зависит слабо и их влияние не учитывалось. Затем по смещению максимума крыла экспериментального контура $I_{\parallel}(\lambda)$ необходимо определить величину постоянного поля E_0 . Используя это значение E_0 и два экспериментальных контура $I_{\parallel}(\lambda)$ и $I_{\perp}(\lambda)$, по формулам (4) с помощью метода наименьших квадратов можно найти значения \tilde{E} и η .

3.3. Эффект Штарка в постоянном поле для гелия

Уровни энергии атома гелия, помещенного во внешнее постоянное и однородное электрическое поле, расщепляются на несколько подуровней и смещаются, в зависимости от величины напряженности приложенного электрического поля. Кроме этого под влиянием внешнего поля снимается запрет по орбитальному квантовому числу и в спектре гелия появляются запрещенные линии, которые находятся вблизи оптически разрешенных переходов. Возле линии HeI 492.2 нм ($2p \ ^1P_0 - 4d \ ^1D$) появляются следующие запрещенные линии: ($2p \ ^1P_0 - 4f \ ^1F$), ($2p \ ^1P_0 - 4p \ ^1P$) и ($2p \ ^1P_0 -$

4s ¹S). Используя зависимость смещения между длиной волны разрешенной и запрещенной линии от величины внешнего поля, можно определить его величину.

В работе [13] приведена рассчитанная в соответствии с классической работой Фостера [18] зависимость расстояния штарковских подуровней 4d ¹D и 4f ¹F от напряженности электрического поля в диапазоне от 0 до 20 кВ/см. Расщепление нижнего уровня ¹P₀ мало и оно не учитывалось. Впоследствии расчеты [13] были расширены до значений напряженностей поля 100 кВ/см. Зависимость расстояния между запрещенной и разрешенной компонентами представлена

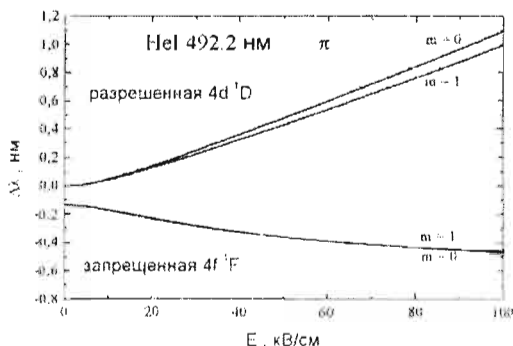


Рис. 8. Смещение запрещенных и разрешенных компонент линии гелия в зависимости от напряженности электрического поля.

на рис. 8. Т.к. штарковские компоненты переходов с магнитными квантовыми числами $m = 0$ и $m = 1$ практически неразрешимы в наших экспериментах, то при установке оси поляризатора параллельно направлению внешнего электрического поля, будут регистрироваться только одна разрешенная и одна запрещенные компоненты. При этом расстояние между этими компонентами будет значительно возрастать с увеличением напряженности электрического поля выше 5 кВ/см.

4. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПИК.

4.1. Результаты измерений по линии H_β

Прежде, чем сравнивать измеренные контуры линии H_β (рис. 5) с теоретическими контурами, определяемыми формулами (4), следует учесть, что как было показано выше (рис. 4, а), разряд, в том числе и область катодного падения, представляет собой неоднородный излучающий объект с цилиндрической симметрией и регистрируемый световой сигнал при наблюдении сбоку является интегральным по лучу зрения. Для получения локальных значений интенсивностей линий и их соответствующих контуров было использовано абелевское преобразование измеренных поперечных распределений. Алгоритм процесса был следующий. В поперечном направлении (вдоль поверхности катода) регистрировались 20 контуров линии H_β при двух положениях оси поляризатора: вдоль оси разряда z и перпендикулярно ей. Затем из массива данных I(λ, y), где y – поперечная координата, с заданным шагом по длине волны делались выборки I_i(y), где i – номер выборки, которые аппроксимировались функцией I_i(y) = I_{λ,0}(1 - (y/τ₀)²)ⁿ, где τ₀ – радиус катодного свечения. Для определения параметров I_{λ,0} и n был использован метод наименьших квадратов. Для каждого поперечного распределения интенсивности (i-той выборки) была применена процедура абелевского обращения. После этого, фиксируя в полученном массиве I(λ, τ) значение радиуса, можно получить локальный радиальный контур линии H_β.

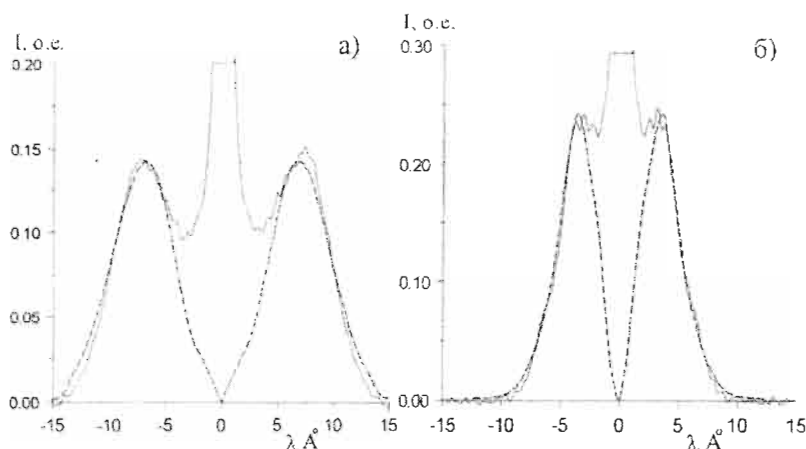


Рис. 9. Экспериментальные (сплошные) и теоретические (штриховые) контуры линии H_{β} для π - (а) и σ -компонент (б), соответственно.

Величина постоянного поля E_0 определялась по смещению от центра линии H_{β} максимума штарковских π -компонент при использовании зависимости (1) для линии H_{β} . Затем, используя вычисленное значение E_0 и два экспериментальных контура (рис. 9, сплошные кривые), по формулам (4) с помощью метода наименьших квадратов находились значения \bar{E} и η , т. е. величина напряженности низкочастотного поля и степень его анизотропии, соответственно.

Расчетные контуры линии H_{β} имеют провал до нуля в центре (рис. 9, пунктирные кривые), экспериментальные же провала не имеют. Это можно объяснить тем, что свет собирается в определенном телесном угле по лучу наблюдения, так что в поле зрения попадают области, в которых находятся излучающие атомы, где величины электрических полей малы.

Величина постоянного поля меняется по пространству в прикатодной области (рис. 10). Видно, что поле локализовано в узкой прикатодной области до 100 мкм и величина его изменяется как в продольном так и радиальном направлении. Спад поля в радиальном направлении меньше, чем в продольном. У поверхности катода напряженность поля спадает в радиальном направлении катодного свечения от ~ 60 кВ/см на оси до ~ 20 кВ/см на краю свечения. Наблюдаемый градиент напряженности электрического поля в радиальном направлении, проявляющийся при атмосферном давлении, не является

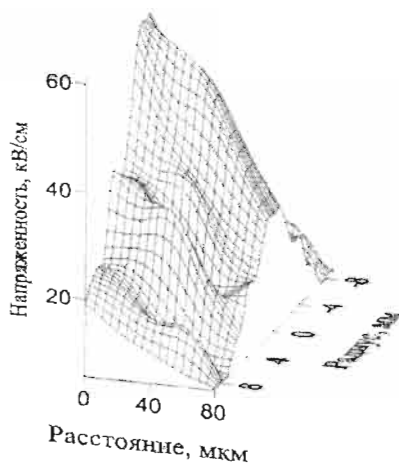


Рис. 10. Пространственное распределение напряженности постоянной составляющей электрического поля в катодной области.

характерным для классического тлеющего разряда и к тому же, как будет показано ниже, существенно зависит от температуры катода.

Величина напряженности переменной составляющей электрического поля $\vec{E} \sim 15$ кВ/см практически постоянна на расстояниях до 80 мкм от катода, а затем падает. Анизотропия переменной составляющей поля также практически неизменна и составляет величину от 3 до 4, что говорит о том, что преимущественное направление колебаний вектора переменной составляющей поля направлено вдоль оси разряда, т.е. перпендикулярно катоду и вдоль направления постоянного электрического поля.

4.2. Результаты измерений по линии гелия.

На рис. 6 представлены зарегистрированные в катодной области ПИК контуры запрещенной и разрешенной линии HeI 492.2 нм. Как и в случае с водородом, наличие несмещенной компоненты мы связываем с интегральностью излучения при боковом наблюдении, так что в суммарное излучение дают вклад области, в которых напряженность поля слишком мала. Видно также, что расстояние между запрещенной и разрешенной линиями меняется от точки к точке, что указывает на различную величину напряженности электрического поля. Следует отметить, что для определения спектрального интервала между разрешенной и запрещенной компонентой в регистрируемом спектре нужно было исключить несмещенную компоненту. Это было сделано путем вычитания лоренцевского контура соответствующего несмещенной линии. Для получения радиальных контуров линии гелия, как и для контуров линии H β , было применена процедура абелевского обращения данных. Определив расстояние между разрешенной и запрещенной линиями и воспользовавшись данными рис. 8,

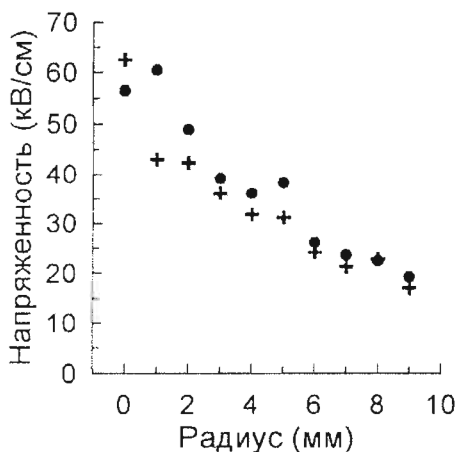


Рис. 11. Радиальная зависимость напряженности электрического поля, измеренная по линиям H β (●) и HeI 492.2 нм (+).

можно получить распределение напряженности поля. Результаты измерений представлены на рис. 11. На этом же рисунке приведены данные, полученные с помощью линии H β . Видно что, измеренные двумя различными способами распределения напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала достаточно хорошо согласуются друг с другом, что подтверждает надежность полученных данных.

5. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КАТОДА НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КАТОДНОЙ ОБЛАСТИ.

В первый момент после зажигания разряда при токе 1 А диаметр диска отрицательного свечения составляет 8-9 мм. После нескольких минут горения разряда, когда температура катода повышается до нескольких сотен градусов, увеличиваются диаметр отрицательного свечения (почти вдвое) и напряжение на разрядном

промежутке (на несколько десятков вольт). Поскольку ток разряда на протяжении этого времени был неизменен, а в положительном столбе заметных изменений не наблюдается, то, по-видимому, все изменения в основном связаны с катодной областью. Для установления влияния температуры катода на параметры области катодного падения потенциала были использованы два режима работы катода: горячий и холодный. В режиме холодного катода катод имел специальную конструкцию, обеспечивающую его интенсивное охлаждение проточной водой. При этом температура катода при токе 1 А не превышала 100 °С. В случае горячего катода температура катода при том же токе была порядка 400 °С, так как теплоотвод от поверхности был затруднен и осуществлялся только через центральный держатель катода. Такое различие температуры катода при одном и том же токе 1 А существенно сказывается на отрицательном свечении, в то время как в положительном столбе заметных изменений не наблюдается. В случае холодного катода диаметр отрицательного свечения составляет 7-8 мм. Интенсивность свечения по диску одинакова, а его граница резкая. При повышении температуры до 400 °С диаметр отрицательного свечения увеличивается до 20 мм. Распределение интенсивности становится неоднородным: наблюдаются чередующиеся темные и светлые кольцевые зоны. Края диска отрицательного свечения становятся изрезанными и размытыми (рис. 3).

Зависимость размеров области отрицательного свечения от тока исследовалась в случае холодного катода, так как в этом случае удавалось поддерживать одинаковую температуру при различных токах. В результате было установлено, что площадь диска отрицательного свечения увеличивается линейно с ростом тока до 3 А. При разрядных токах больше 3 А постоянно температуры катода в эксперименте не обеспечивалось и площадь отрицательного свечения начинала расти быстрее, чем ток.

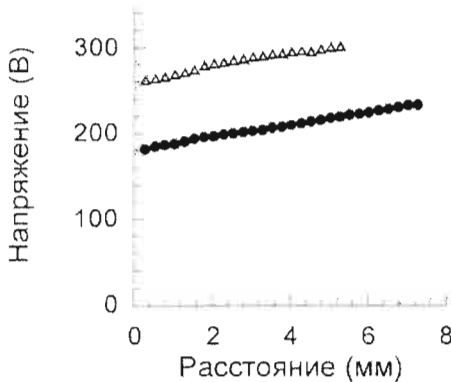


Рис. 12. Зависимость напряжения на электродах от величины разрядного промежутка для горячего (Δ) и холодного (●) катода.

Распределение потенциала в ПИК вдоль разрядного промежутка, как показано в [7], является характерным для классических тлеющих разрядов [2]: основное падение напряжения (180-250 В) происходит в катодной области, небольшое падение (50-80 В) приходится на положительный столб и анодную область. При малом промежутке (< 1 мм) напряжение на электродах, по-видимому, соответствует катодному падению напряжения, так как положительный столб и темное фардеево пространство в этом случае отсутствуют. На рис. 12 представлена зависимость напряжения на электродах от расстояния между электродами для холодного и горячего

катодов при разрядном токе в обоих случаях 1 А. Видно, что в обоих случаях увеличение разрядного промежутка приводит к увеличению положительного столба и небольшому росту напряжения на электродах. Однако, как видно на рис. 12, в случае горячего катода падение напряжения на электродах приблизительно на 80 В больше, чем для холодного катода. Следует отметить, что область отрицательного свечения

практически не изменяется при изменении разрядного промежутка почти до десятых долей миллиметра.

На рис. 13, а приведены аксиальные распределения напряженности электрического поля, измеренные по штарковскому уширению линии H_{β} для холодного и горячего катодов. Максимальная величина поля в обоих случаях у поверхности катода практически одинакова ~ 60 кВ/см (в пределах ошибки измерений ± 2.5 кВ/см). Однако напряженность электрического поля падает на расстоянии порядка 100 микрон от поверхности горячего катода и менее чем 80 микрон для холодного катода. Следовательно, из-за большей толщины слоя катодное падение потенциала у горячего

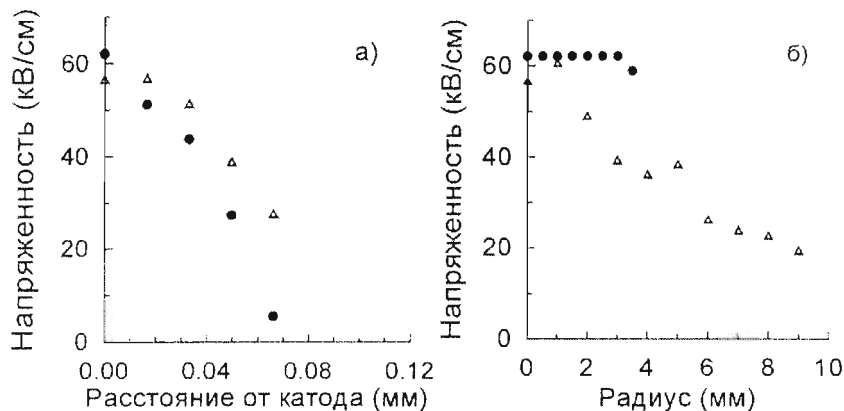


Рис. 13. Аксиальное (а) и радиальное распределения напряженности электрического поля в катодной области ПИК для горячего (Δ) и холодного (\bullet) катодов.

катода будет больше, чем у холодного, что и наблюдается на опыте (рис. 12).

Существенное различие распределений напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала у холодного и горячего катодов наблюдается в радиальном направлении (рис. 13, б). В случае холодного катода величина напряженности поля в радиальном направлении не изменяется вплоть до границы диска отрицательного свечения, которая, как указывалось выше, имеет резкие очертания. Напряженность же электрического поля у поверхности горячего катода спадает в радиальном направлении на расстоянии 5 мм от оси разряда величина поля уменьшается в два раза, а на краю отрицательного свечения – в 3 раза.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе использована штарковская спектроскопия для определения пространственного распределения напряженности электрического поля в области катодного потенциала. Кратко приведены теоретические основы измерений напряженности электрического поля по линии водорода H_{β} и линии HeI 492.2 нм. По смещению штарковских компонент линии H_{β} измерено пространственное распределение напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала ПИК. Максимальная величина напряженности электрического поля, измеренная у поверхности катода, составила $60 (\pm 2.5)$ кВ/см. Показано, что распределение напряженности поля как в аксиальном, так и в радиальном направлении

существенно зависит от температуры катода. Реализовано два режима работы катода: горячий и холодный. В случае горячего катода его температура составляет 400 °С. Температура холодного катода не превышала 100 °С. Размеры области катодного падения потенциала для горячего катода в аксиальном направлении составляют ~ 100 мкм, для холодного – 80 мкм. Следует отметить, что результаты измерений напряженности электрического поля по линии $H\beta$ и по линии HeI 492.2 нм дали хорошо соответствуют друг другу.

Показано, что уширение штарковских компонент в области катодного падения ПИК невозможно объяснить исключительно доплеровским уширением, так как для этого, с одной стороны, требуются значительные энергии возбужденных атомов водорода (более 200 эВ). По нашему мнению, такие энергии атомов водорода при атмосферном давлении нереальны. С другой стороны, наблюдается неординарное уширение запрещенной и разрешенной компонент линии HeI 492.2 нм (рис. 6, б, с): разрешенная компонента более чем в два раза шире по сравнению с запрещенной. В тлеющем разряде низкого давления [11], где доплеровский механизм уширения штарковских компонент был основным, полуширины этих компонент одинаковы. В связи с этим высказано предположение, что уширение штарковских компонент в катодной области ПИК происходит под действием переменной составляющей напряженности электрического поля, либо из-за сильного градиента потенциала. Разработана спектрополяризационная методика для определения величины переменной составляющей поля. По измеренным контурам $H\beta$ при двух взаимно перпендикулярных положениях поляризатора определена величина переменной составляющей, которая оказалась порядка 10 ± 15 кВ/см. Для выяснения источника этого поля необходимы дальнейшие исследования. Вероятней всего ее источником может быть флуктуирующее поле пространственного заряда ионов у поверхности катода.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (проект Ф96-086).

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В.Л. 1971. Электрический ток в газе. Установившийся ток, Наука, Москва.
2. Райзер Ю.П. 1987. Физика газового разряда. Наука, Москва.
3. Киселевский Л.И., Соловьянчик Д.А.: 1968, *Журн. аналит. химии* 23, 829.
4. Архипенко В.И., Капаник А.К., Симончик Л.В.: 1997, Матер. конф. «Физика плазмы и плазменные технологии - 2», Минск, 1, 17.
5. Киселевский Л.И., Мазуренко С.Л., Макаревич А.Н., Соловьянчик Д.А.: 1993, Патент РФ № 1499600, Газоразрядный источник ультрафиолетового излучения.
6. Архипенко В.И., Згировский С.М., Симончик Л.В. и др.: 1997, *Журн. прикл. спект.* 64, 711.
7. Киселевский Л.И. Мазуренко, С.Л. и др.: 1985, Исследование анодной области тлеющих разрядов атмосферного давления в инертных газах (He, Ne, Ar), Препринт №379 ИФ АНБ, Минск.
8. Боярхуу Ч., Киселевский Л.И., Мазуренко С.Л. и др.: 1989, *Журн. прикл. спект.* 51, 203.
9. Боярхуу Ч., Киселевский Л.И., Макаревич А.Н., Соловьянчик Д.А.: 1990, *Журн. прикл. спект.* 53, 26.
10. Киселевский Л.И., Мазуренко С.Л., Макаревич А.Н., Соловьянчик Д.А.: 1991, *Журн. прикл. спект.* 54, 682.
11. Konjevic N., Videncovic I. R. and Kuraica M.M.: 1996, *Spectrochim. Acta, Pt. B* 51, 1707.

12. Takiyama K., Usui T., Kamiura Y. et al.: 1986, *J. Appl. Phys.* **25**, L455.
13. Kugaica M. M., Konjevic N., Videnovic I. R.: 1997, *Spectrochim. Acta, Pt.B* **52**, 745.
14. Грим Г.: 1978, Уширение спектральных линий, Мир, Москва.
15. Березин А. Б., Люблин Б. В., Яковлев Д. Г.: 1983, Штарковская спектроскопия водородных линий в турбулентной плазме. I. Низкочастотная турбулентность, Препринт К-0609 НИИ ЭФА, Ленинград.
16. Визе В.: 1967, В кн. *Диагностика плазмы*. Под ред. В.Хаддлстоуна и С. Леонарда, Мир, Москва
17. Окс Е. А., Шолин Г. В.: 1973, *Докл. АН СССР* **209**, 1318.
18. Foster J.S.: 1927, *Proc. R. Soc. London A*, **117**, 137.