

УДК 533.9.08

Автоматизированная диагностика плазмы магнетронного разряда по эмиссионным атомно-молекулярным спектрам

В. М. Градов, А. М. Зимин, С. Е. Кривицкий, С. В. Серушкин, В. И. Тройнов

Представлен аппаратно-программный комплекс для исследования пространственных распределений излучательной способности плазмы, позволяющий проводить регистрацию и автоматизированное распознавание линий и систем молекулярных полос, а также компьютерную обработку спектров. Проведена идентификация молекулярных полос дейтерия для различных электронно-колебательно-вращательных переходов. Для разряда в планарном магнетроне оценены температуры возбуждения атомных уровней, поступательная, а также парциальные вращательные и колебательные температуры.

PACS: 52.70.-m, 52.70.Kz

Ключевые слова: спектральная диагностика плазмы, автоматизированный комплекс, магнетронный разряд, атомные и молекулярные спектры.

Введение

Наблюдаемое в последнее время повышение интереса к изучению физики и свойств магнетронного разряда, развивающегося в скрещенных $E-H$ -полях, связано с тем, что наряду с традиционными применениями для нанесения покрытий и получения тонких пленок магнетронные распылительные системы (МРС) [1] позволяют получать кластерные пучки для нанотехнологий [2] и используются также для моделирования взаимодействия интенсивных ионных потоков с обращенными к плазме компонентами термоядерного реактора [3, 4].

МРС, предназначенная в первую очередь для нанесения покрытий на подложки, является источником атомов с энергиями в несколько эВ, которые во время эксперимента осаждаются на элементах конструкции, включая стекла иллюминаторов вакуумной камеры и диагностическую оптику. В плазме разряда присутствуют несколько групп частиц (атомы и молекулы плазмообразующего газа, частицы материала катода, кластеры, электроны вторичной эмиссии, термализованные электроны, ускоренные ионы), сильно различающихся своими характеристиками.

Ввод в плазму лэнгмюровского или магнитного зондов часто приводит к погасанию разряда, а полученные с помощью зондовых методик результаты не позволяют составить полную картину протекающих в системе процессов. Это требует применения бесконтактных методов для определения параметров магнетронной плазмы. Относительно небольшое количество публикаций, посвященных спектральным исследованиям разряда в МРС [5—10], связано со сложностями использования этих методов в условиях, когда существенное влияние на результаты измерений оказывают пленки, осаждающиеся на элементы диагностики. В цитируемых работах авторы ограничиваются, как правило, лишь регистрацией спектров для качественного анализа состава плазмы и его изменения в зависимости от условий эксперимента. При этом задача нахождения значений температур и концентраций компонентов плазмы, а тем более их пространственных распределений даже не ставится.

Цель работы — создание методик автоматизированного качественного и количественного анализа эмиссионных атомно-молекулярных спектров и соответствующего программно-аппаратного комплекса, позволяющих определять зависимости параметров многокомпонентной плазмы от координат в условиях интенсивного осаждения распыленных атомов мишени.

Оборудование для автоматизированной диагностики плазмы магнетронного разряда по эмиссионным спектрам

Созданный в МГТУ им. Н. Э. Баумана на базе 4-канального спектрометра AvaSpec-2048 фирмы AVANTES автоматизированный комплекс для диагностики плазмы магнетронного разряда [11],

Градов Владимир Михайлович, профессор.
Зимин Александр Михайлович, профессор.
Кривицкий Семен Евгеньевич, аспирант.
Серушкин Сергей Валерьевич, аспирант.
Тройнов Владислав Игоревич, аспирант.
МГТУ им. Н. Э. Баумана.
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.
Тел. (499) 263-65-70. E-mail: zim@power.bmstu.ru

Статья поступила в редакцию 15 сентября 2011 г.

© Градов В. М., Зимин А. М., Кривицкий С. Е., Серушкин С. В., Тройнов В. И., 2012

учитывающий отмеченные выше особенности исследуемой системы, позволяет проводить автоматическую регистрацию линейчатого эмиссионного спектра в видимом диапазоне длин волн в условиях интенсивного распыления материала катода. После прохождения через систему диафрагм оптической головки излучение магнетронной плазмы фокусируется коллимационной линзой на торце размещенного в разрядной камере оптоволоконного кабеля с металлической оплеткой, защищающей его от перегрева. Ось оптической головки ориентирована перпендикулярно оси разряда, чтобы исключить попадание на элементы диагностики распыленных с поверхности катода атомов, распределение которых в пространстве приближенно соответствует косинусоидальному закону. Далее через вакуумный оптовод излучение выводится из разрядной камеры и затем с помощью разветвленного оптоволоконного кабеля передается на каждый канал спектрометра. Позиционирование оптической головки в осевом направлении осуществляется с помощью системы перемещения, преобразующей вращение ротора шагового двигателя в линейное перемещение с малым шагом.

Для исследования качественного и количественного состава по эмиссионным атомным и ионным спектрам разработана система автоматической идентификации спектральных линий, использующая электронные таблицы атласа Национального института стандартов и технологии США. Комплекс позволяет также осуществлять удаленный доступ к управлению спектрометром для изменения его режимов работы, а также оперативную автоматизированную обработку результатов [12].

Описанный в работе [11] вариант комплекса позволил получить по зарегистрированным линейчатым спектрам распределения температуры возбуждения атомов и ионов плазмы вдоль осевой координаты для разряда с катодом-мишенью из нержавеющей стали в среде аргона. При этом для оценки температур использовались не одна—две пары спектральных линий, а несколько десятков линий различных компонентов плазмы. Однако следует отметить, что найденные зависимости отражали некоторые средние по сечению разряда величины, характерные размеры которого довольно сильно изменяются по мере удаления от поверхности катода-мишени.

Моделирование работоспособности элементов термоядерного реактора предполагает применение в качестве плазмообразующего газа дейтерия, что предоставляет широкие возможности использования для анализа не только атомного или ионного, но и молекулярного спектров. Спектр магнетронного разряда в дейтерии, зарегистрированный в

диапазоне длин волн от 350 до 810 нм, сформирован в основном молекулярными полосами.

Для диагностики пространственно неоднородной магнетронной плазмы молекулярных газов потребовалась модернизация созданного измерительно-вычислительного комплекса. Основные отличия от конфигурации [11] связаны в механической части с организацией двухкоординатного перемещения оптической головки с тремя щелевыми диафрагмами круглого сечения с помощью двух независимых шаговых двигателей, а в измерительно-вычислительной части — с реализацией алгоритмов качественного и количественного анализа молекулярных спектров в различных точках разряда. При этом ось модифицированной оптической головки также была ориентирована параллельно поверхности распыляемого катода-мишени, т. е. в направлении минимума потока распыленных атомов.

Молекулярный спектр дейтерия и полученные результаты

Анализ молекулярного спектра осложняется тем, что в литературе отсутствуют полные таблицы данных по энергетическим уровням и структуре спектра молекул дейтерия в видимом диапазоне длин волн. Удалось обнаружить, по существу, лишь одну фундаментальную работу [13], данные которой после обработки и упорядочивания были использованы авторами для создания электронного атласа электронно-колебательно-вращательных переходов дейтерия.

На рис. 1 представлены характерные участки спектра, полученные при давлении дейтерия в камере 2,5 Па, напряжении разряда 570 В, токе 0,45 А. Эти участки использовались для диагностики параметров плазмы.

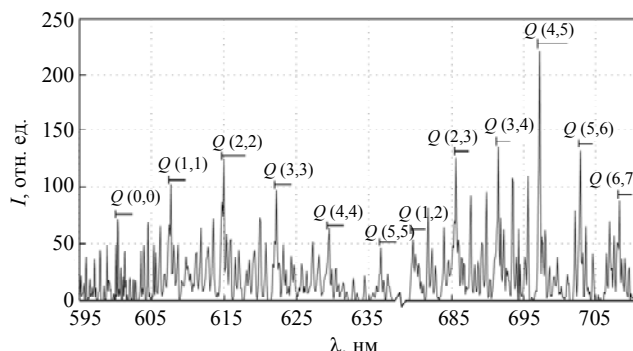


Рис. 1. Участки спектра магнетронного разряда на дейтерии для системы $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$. Отмечены вращательные линии Q-ветви переходов, соответствующих указанным в скобках парам колебательных квантовых чисел

Предварительная обработка и распознавание молекулярного спектра выполняются в автоматическом режиме аналогично тому, как это было

описано в [11] для линейчатого спектра. На первом этапе из массивов значений сигналов с CCD-линейки спектрометра формируется единый блок данных, содержащий информацию о длине волны, интенсивностях в отсчетах и с учетом спектральной чувствительности, насыщенности, уровне шумов и т. д. В последующем осуществляется поиск пиков интенсивности, соответствующих распознаваемым линиям и молекулярным полосам. Для каждого найденного пика производится сравнение длины волны с имеющимися в электронном атласе значениями. Если разность табличной и найденной длин волн оказывается меньше величины оптического разрешения спектрометрической системы, линия или пик полосы считаются идентифицированными. После идентификации отдельных пиков результаты проверяются по принадлежности к той или иной системе полос, а в блоке данных каждому профилю ставятся в соответствие квантовые характеристики соответствующего излучательного перехода.

В результате анализа были идентифицированы молекулярные полосы дейтерия, соответствующие электронным системам $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$, $EF^1\Sigma_g^+ - B^1\Sigma_u^+$, а также атомные линии серии Бальмера. Зарегистрированные и распознанные спектры разряда свидетельствуют о том, что колебательно-вращательная структура дейтерия хорошо разрешается с помощью использованного нами спектрометра, а идентифицированные системы пригодны для оценки параметров плазмы.

Для определения температуры газа по характеристикам молекулярного спектра в данной работе использовалась методика, аналогичная приведенной в [14]. В соответствии с рекомендациями этой работы по измеренным относительным интенсивностям вращательных линий Q -ветви полосы 2–2 α -системы Фулхера ($d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$) определялась вращательная температура верхнего возбужденного состояния $d^3\Pi_u$. С этой целью для различных значений вращательной энергии верхнего состояния $x = F(J')$ (абсцисса) формировался массив значений ординаты $y = \ln(I_{J',J''} / (v_{J',J''}^4 \cdot S_{J',J''}))$, где $I_{J',J''}$ — интенсивность вращательной линии, соответствующей переходу $J' - J''$; $v_{J',J''}$ — частота излучения данного перехода; $S_{J',J''}$ — фактор Хенля — Лондона. Факторы $S_{J',J''}$ рассчитывались по формулам, приведенным в [15].

Остановимся сначала на данных, полученных при измерении интенсивностей вдоль хорд с использованием системы перемещения оптической головки только в одном направлении [11].

Из рис. 2, отражающего указанную выше полулогарифмическую зависимость, видно, что экспериментальные точки группируются вблизи прямой $\ln(I_{J',J''} / (v_{J',J''}^4 \cdot S_{J',J''})) = -hcF(J') / k_B T_{rot}^*$, соответствующей больцмановскому распределению молекул по вращательным уровням. Полученный с помощью метода наименьших квадратов тангенс угла наклона прямой характеризует вращательную температуру верхнего возбужденного состояния T_{rot}^* . По его величине в соответствии с формулой $T_{rot}^0 = T_{rot}^* (B_e^0 / B_e^*)$, где B_e^0 , B_e^* — вращательные постоянные основного и возбужденного состояний, определено значение вращательной температуры основного состояния (она принималась в соответствии с [14], равной поступательной температуре газа в разряде), которое составило около 550 К.

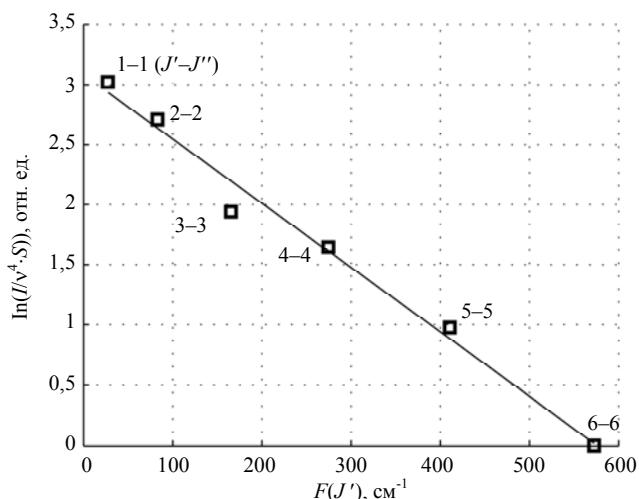


Рис. 2. Экспериментальные данные для определения вращательной температуры верхнего возбужденного состояния

Колебательная температура верхнего возбужденного состояния молекул дейтерия определялась также по структуре спектра α -системы Фулхера. Из-за отсутствия надежных литературных данных по факторам Франка—Кондона $q_{v',v''}$ были рассчитаны их значения для ряда электронно-колебательных переходов в дейтерии (таблица). При этом в соответствии с методикой определения указанных факторов, представленной в [16], верхнее и нижнее возбужденные состояния описывались потенциалом Морзе. Для более строгой обработки результатов экспериментов значения $q_{v',v''}$ могут быть уточнены построением истинных потенциалов методом RKR [17].

Факторы Франка—Кондона для перехода $d^3\Pi_u-a^3\Sigma_g^+$

v' / v''	0	1	2	3	4	5	6	7
0	$9,50 \cdot 10^{-1}$	$4,89 \cdot 10^{-2}$	$1,04 \cdot 10^{-3}$					
1	$4,82 \cdot 10^{-2}$	$8,51 \cdot 10^{-1}$	$9,75 \cdot 10^{-2}$	$3,09 \cdot 10^{-3}$				
2	$1,69 \cdot 10^{-3}$	$9,41 \cdot 10^{-2}$	$7,53 \cdot 10^{-1}$	$1,45 \cdot 10^{-1}$	$6,13 \cdot 10^{-3}$			
3		$5,66 \cdot 10^{-3}$	$1,36 \cdot 10^{-1}$	$6,56 \cdot 10^{-1}$	$1,92 \cdot 10^{-1}$	$1,01 \cdot 10^{-2}$		
4		$1,54 \cdot 10^{-4}$	$1,23 \cdot 10^{-2}$	$1,72 \cdot 10^{-1}$	$5,63 \cdot 10^{-1}$	$2,37 \cdot 10^{-1}$	$1,50 \cdot 10^{-2}$	
5			$5,84 \cdot 10^{-4}$	$2,18 \cdot 10^{-2}$	$2,01 \cdot 10^{-1}$	$4,75 \cdot 10^{-1}$	$2,81 \cdot 10^{-1}$	$2,06 \cdot 10^{-2}$
6				$1,60 \cdot 10^{-3}$	$3,38 \cdot 10^{-2}$	$2,22 \cdot 10^{-1}$	$3,93 \cdot 10^{-1}$	$3,23 \cdot 10^{-1}$
7					$3,57 \cdot 10^{-3}$	$4,80 \cdot 10^{-2}$	$2,34 \cdot 10^{-1}$	$3,18 \cdot 10^{-1}$

На следующем этапе обработки формировалась зависимость значений $y = \ln(I_{v',v''} / (v_{v',v''}^4 \cdot q_{v',v''}))$ от колебательной энергии верхнего уровня $x = G(v')$, где $I_{v',v''}$ — интенсивность полосы, соответствующей переходу $v' - v''$; $v_{v',v''}$ — частота излучения; $q_{v',v''}$ — фактор Франка—Кондона для данного перехода. Колебательная температура верхнего возбужденного состояния T_{vib}^* определялась по наклону прямой, проведенной через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов, и составила около 6000 К.

Как отмечалось выше, полученные оценочные значения являются усредненными вдоль некоторой хорды. В то же время достоверная информация о характере распределений параметров по радиусу магнетронного разряда отсутствует. Поэтому вопрос о том, в каких областях разряда излучение связано с молекулярной компонентой, а в каких "светят" атомы, очень важен для анализа физики магнетронного разряда в молекулярных газах и остается открытым. Для получения ответа в дальнейшем было использовано пространственное сканирование осесимметричного разряда с помощью двухкоординатной системы перемещения оптической головки. Схема измерений, иллюстрирующая геометрию разряда, представлена на рис. 3. Все измерения проводились в плоскостях, параллельных катоду-мишени, на различных расстояниях (5, 9 и 11 мм) от его поверхности.

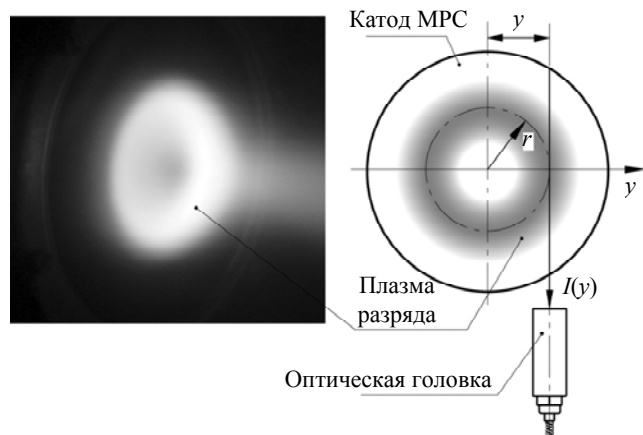


Рис. 3. Схема измерений

Эксперименты по исследованию пространственных зависимостей излучательных характеристик плазмы разряда в среде дейтерия производились при следующих условиях: давление дейтерия в камере — 2 Па, напряжение разряда — 350 В, ток — 1,1 А. Для анализа распределений параметров потребовалась регистрация более 500 спектров с различными временами интегрирования.

На рис. 4 представлено распределение измеренных вдоль параллельных хорд интенсивностей $I(y)$ (y — расстояние от оси разряда до точки наблюдения) атомных линий и молекулярных полос поперек оси разряда на примере атомной линии D_α — 656,11 нм и вращательной линии 614,92 нм Q-ветви полосы 2–2 α -системы Фулхера.

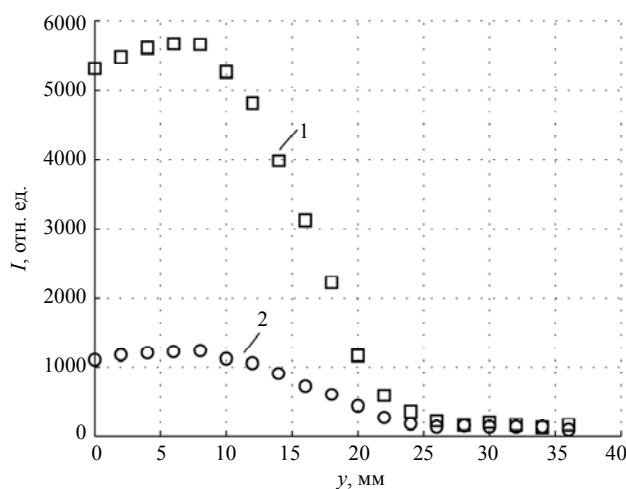


Рис. 4. Распределения вдоль поперечной координаты y интенсивностей излучения, измеренных вдоль параллельных хорд на расстоянии 5 мм от катода-мишени, для атомной линии D_α 656,11 нм (1) и вращательной линии 614,92 нм Q-ветви полосы 2–2 (2)

Из анализа приведенных графиков следует вывод о том, что атомы и молекулы присутствуют во всей области разряда, а распределения интенсивности излучения в пространстве, построенные и по атомным линиям, и по молекулярному спектру, очень схожи. При этом наблюдается подобный характер зависимостей, полученных для различных координат вдоль оси разряда. Отчетливо виден "провал" на оси разряда, связанный с тем, что светящаяся область имеет форму тора.

Симметрия полученных распределений относительно оси разряда позволяет провести применительно к ним преобразование Абеля и получить распределения интенсивности излучения по радиусу разряда $\epsilon(r)$. Предварительно в рамках процедуры регуляризации экспериментальная зависимость $I(y)$ аппроксимировалась методом наименьших квадратов в виде полиномов 2—7 степени. Обработка данных показала, что для получения надежных результатов необходимо производить оптимизацию степени полинома. Корректность процедуры нахождения $\epsilon(r)$ проверялась путем последующего решения прямой задачи отыскания $I(y)$ по найденным радиальным зависимостям. Наилучший результат получался при использовании кубического полинома.

Полученные таким способом распределения по радиусу излучательной способности, найденной по интенсивностям вращательных линий полосы 2–2 на расстоянии 5 мм от катода-мишени, приведены на рис. 5.

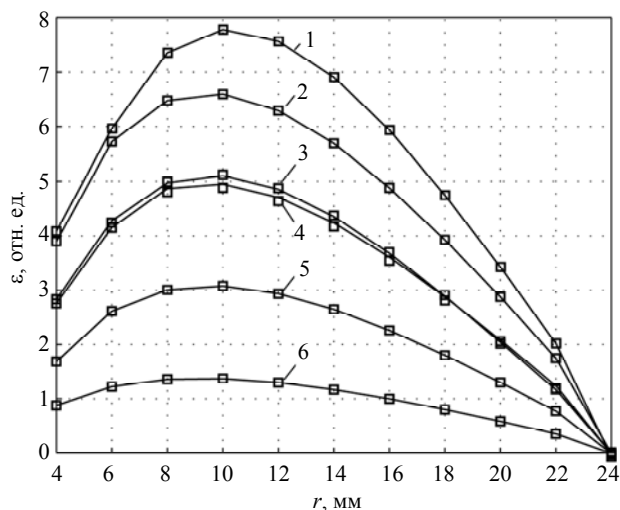


Рис. 5. Радиальные распределения излучательной способности для вращательных линий Q -ветви полосы 2–2 на расстоянии 5 мм от катода-мишени: 1 — 614,92 нм; 2 — 614,65 нм; 3 — 615,34 нм; 4 — 615,88 нм; 5 — 616,55 нм; 6 — 617,36 нм

Определение газовой температуры по относительным интенсивностям при использовании найденных характеристик разного числа (4—6) вращательных линий Q -ветви полосы 2–2 приводит к погрешности в пределах 10—15 % (рис. 6). Выбор линий для построения распределения молекул по вращательным уровням осложняется тем, что некоторые участки спектра могут плохо разрешаться использованным нами оптическим прибором, либо интенсивность сигнала оказывается недостаточной для получения приемлемой точности. Более того, в различных пространственных точках области разряда погрешность определения интенсивности

одной и той же линии оказывается различной, вплоть до того, что интенсивность некоторых линий становится при удалении к периферии разряда сравнимой с уровнем шумов.

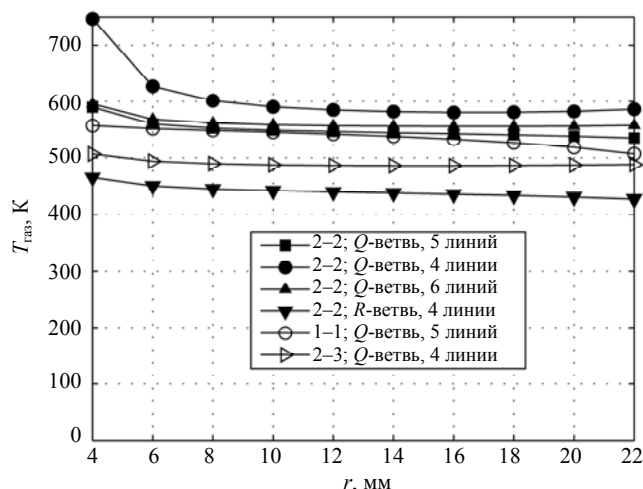


Рис. 6. Радиальные распределения газовой температуры на расстоянии 5 мм от катода-мишени, рассчитанные по интенсивностям вращательных линий различных полос системы $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$

Определение газовой температуры по R -ветви полосы 2–2 расширяет диапазон погрешности измерения до 25 %. Измерения по Q -ветвям других полос, соответствующих переходам 1–1, 3–3, 4–4, 2–3, 3–4 укладываются в этот же диапазон. Результаты измерений показывают, что в зоне наиболее интенсивного свечения разряда зависимости $T_{rot}^*(r)$ и $T_{rot}^0(r)$ слабые. В то же время излучательная способность существенно сильнее зависит от радиуса, поэтому можно предположить, что концентрация электронов, возбуждающих верхний электронный уровень рассматриваемых полос, быстро падает при смещении к периферии разряда.

Нами производилось также определение колебательных температур верхнего возбужденного состояния, а для анализа рассматривались уровни с $v' = 1-6$ секвенций $\Delta v = -1, 0$. Для определения интенсивности каждой полосы осуществлялось автоматическое суммирование $\epsilon(r)$ вращательных линий P , R и Q -ветвей для каждой координаты, где проводились измерения. Температуры T_{vib}^* , полученные с использованием данных по полосам с $\Delta v = -1$ и 0 , различаются, примерно, на 10 %, слабо зависят от радиальной координаты и лежат в пределах 6500—7000 К. Следует отметить, что температуры возбуждения верхних уровней, рассчитанные по атомным линиям серии Бальмера по приведенной в [11] методике, составляют около 0,5 эВ.

Заклучение

Представленные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о возможности использования разработанного измерительно-вычислительного комплекса для анализа пространственных зависимостей излучательной способности плазмы магнетронного разряда в условиях интенсивного осаждения распыленных атомов катода-мишени. С помощью созданного электронного атласа проведена идентификация молекулярного спектра дейтерия в видимом диапазоне длин волн. Система компьютерной обработки результатов дает возможность оценить различные температуры (возбуждения атомных уровней, поступательную, а также парциальную вращательную и колебательную температуры), характеризующие плазму разряда. Значение температуры газа составляет около 550 К, остальные величины лежат в пределах 5000—7000 К.

Показано, что атомы и молекулы присутствуют во всем пространстве магнетронного разряда в дейтерии. При этом радиальные зависимости объемной мощности излучения, генерируемого при различных атомных и молекулярных электронных переходах, имеют схожий вид, характеризующий немонотонное распределение, связанное с тороидальной геометрией разряда.

Разработанный измерительно-вычислительный комплекс и программное обеспечение для оперативной обработки и анализа данных не имеют аналогов, а полученные результаты расширяют представления о физике недостаточно изученного, на наш взгляд, разряда в планарном магнетроне.

В качестве главных задач дальнейших исследований авторы видят анализ поведения параметров плазмы при удалении от поверхности катода-

мишени, закономерностей перехода разряда из магнетронного в тлеющий, а также построение по результатам спектральной диагностики физической модели плазмы магнетронного разряда.

Литература

1. Данилин Б. С., Сырчин В. К. Магнетронные распылительные системы. — М.: Радио и связь, 1982.
2. Каутанов П. В., Смирнов Б. М., Хиннлер Р.// УФН. 2007. Т. 177. № 5. С. 473.
3. Елистратов Н. Г., Зимин А. М., Васильев Н. Н. и др.// ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2005. Вып. 1. С. 34.
4. Рогов А. В., Вуколов К. Ю.// Там же. С. 9.
5. Shi Z., Holbrook T., Denghan K., Brewer S., Sacks R.// Appl. Spectrosc. 1992. V. 46. No. 5. P. 749.
6. Umekawa S., Nitta A., Tanaka K., Kusabiraki M., Maekawa Y., Aozasa M.// Mem. Fac. Eng. 1995. V. 36. P. 13.
7. Nouvellon C., Konstantinidis S., Dauchot J. P., Wautelet M., Jouan P. Y., Ricard A., Hecq M.// J. Appl. Phys. 2002. V. 92. No. 1. P. 32.
8. Kim Y. H., Cho W. J.// J. Korean Phys. Soc. 2004. V. 46. No. 4. P. 926.
9. Lopez J., Zhu W., Freilich A., Belkind A., Becker K.// J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 1769.
10. Гончаров А. А., Евсюков А. Н., Костин Е. Г., Стеценко Б. В., Фролова Е. К., Щуренко А. И.// ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 8. С. 127.
11. Градов В. М., Зимин А. М., Кривицкий С. Е., Шумов А. В.// ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 1. С. 64.
12. Зимин А. М., Шумов А. В., Кривицкий С. Е., Тройнов В. И.// Информационные технологии. 2011. № 6. С. 72.
13. Freund R. S., Schiavone J. A., Crosswhite H. M.// J. Phys. Chem. Ref. Data. 1985. V. 14. No. 1. P. 235.
14. Лебедев Ю. А., Мокеев М. В.// Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 3. С. 251.
15. Очкин В. Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. — М.: Физматлит, 2010.
16. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул/ Под ред. Р. В. Хохлова. — М.: Наука, 1980.
17. Кузьменко Н. Е., Кузнецова Л. А., Кузяков Ю. Я. Факторы Франка — Кондона двухатомных молекул. — М.: Изд-во МГУ, 1984.

Automated diagnostic of magnetron discharge plasma by atomic and molecular emission spectra

V. M. Gradov, A. M. Zimin, S. E. Krivitsky, S. V. Serushkin, V. I. Troynov
Bauman Moscow State Technical University,
5, 2-nd Bauman str., Moscow, 105005, Russia
E-mail: zimin@power.bmstu.ru

The hardware and software complex for research of spatial distributions of the plasma spectral emissivity are described. It allows us to record and detect lines and molecular bands in automatic mode, as well as perform computer processing of spectra. The molecular bands of deuterium for different electronic-vibrational-rotational transitions are identified. There are presented the estimates of the excitation temperature of atomic levels, translational, rotational and vibrational temperatures in planar magnetron discharge.

PACS: 52.70.-m; 52.70.Kz

Keywords: spectral diagnostics of plasma, measuring and computing complex, magnetron discharge, atomic and molecular spectra.

Bibliography — 17 references.

Received September 15, 2011

* * *