

**Е.Т. Протасевич**

## **ПРОСТЕЙШАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ХОЛОДНОЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ**

Изложена методика обработки спектра газового разряда в условиях переменной влажности воздуха. Приведены параметры холодной неравновесной плазмы, полученные при различных условиях эксперимента.

### **Введение**

В начале 70-х годов было показано [1–3], что при исследовании ВЧ-разряда во влажном воздухе существует режим, при котором происходит сильное охлаждение в разряде заряженных и нейтральных частиц и образуется холодная неравновесная плазма с большим временем распада. Исследования оптического пробоя воздуха [4] подтвердили правильность проведенных измерений и выводов. В настоящее время можно утверждать, что в процессе распада первичной плазмы оптического или ВЧ-разряда возникают промежуточные состояния остаточной ионизации воздушной среды с аномально большими временами жизни этих состояний или согласно терминологии работы [5] проявляется эффект <консервации плазмы>. Поскольку обнаруженное явление играет важную роль при ионизации влажного воздуха и может найти практическое применение при изучении реальной атмосферы, есть смысл рассмотреть особенности диагностики разряда во влажном воздухе. Сообщение подготовлено на основе обобщения спектральных измерений ВЧ-разряда, выполненных автором для случая влажного воздуха, и служит в качестве дополнения и разъяснения к публикациям [1–3].

Целью настоящего сообщения является подробное изложение методики обработки спектральных линий для последующего определения по ним важнейших характеристик плазмы. Следует отметить, что несмотря на кажущуюся простоту эта задача является весьма трудоемкой, так как разряд во влажном воздухе принадлежит к числу сложных неравновесных систем, его свойства практически не изучены и возникает определенная трудность при интерпретации экспериментального материала из-за неопределенности плазмо-химических процессов, протекающих в разряде.

Спектральные методы принадлежат к числу бесконтактных, поэтому их применение не влияет на характер процессов, протекающих в разряде. Они позволяют измерять характеристики плазмы как при наличии, так и при отсутствии термодинамического равновесия. Применение спектральных методов измерений позволяет получить информацию о температуре электронов и их концентрации в разряде, измерить электрические поля в плазме, рассчитать распределение излучающих атомов водорода по скоростям и т.д.

### **Условия записи спектральных линий**

Источником эмиссионного спектра служил ВЧ-разряд двух модификаций: емкостный [2, 6] или индукционный. Обе разновидности разряда представлены на рис. 1. Для уменьшения трудоемкости согласования генератора с нагрузкой предпочтение отдавалось схеме емкостного ВЧ-разряда. Ее подробное описание приведено в [6]. Характеристики разрядных объемов даны в таблице. Исследования проводились на низком и высоком уровнях мощности. В первом случае для поджигания разряда служил ВЧ-генератор ( $f=27,12$  МГц,  $P\sim 150$  Вт), работавший в непрерывном режиме; во втором – генератор с независимым возбуждением ( $f=36\text{--}37$  МГц,  $P=40\text{--}60$  кВт,  $\tau=10\text{--}75$  мс,  $F=1\text{--}5$  Гц). Выбор диапазона давлений был обусловлен порогом пробоя влажного воздуха и моделировал высоты 40–60 км от поверхности Земли.

Температура возбуждения  $T_v$  и колебательная температура  $T_c$  измерялись на спектрографах типа ДФС-8, ИСП-22 и QU-24 с регистрацией спектра на пластинках типа ORWO WU3.

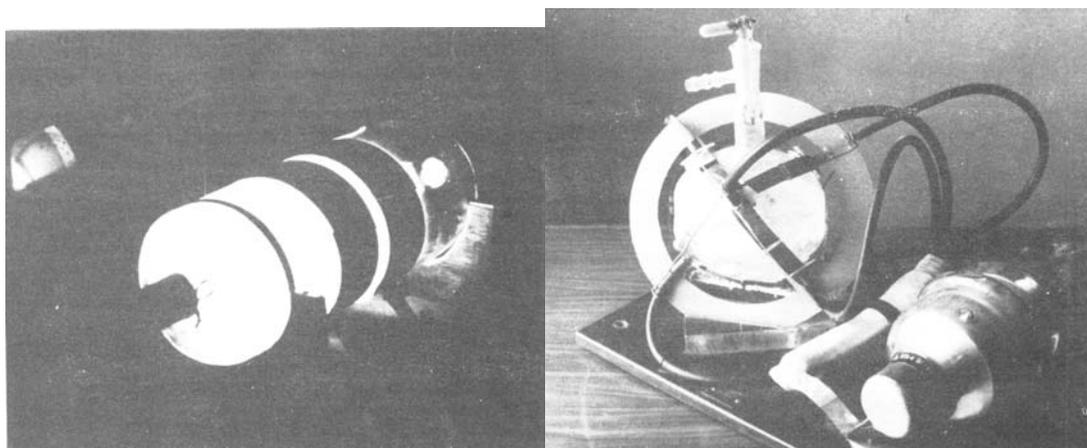
Ширина входной щели в каждом случае подбиралась экспериментальным путем и, в частности, для спектрографа QU-24 составила  $\sim 0,1$  мм. Температура возбуждения на высоком уровне мощности рассчитывалась по относительной интенсивности спектральных линий водорода бальмеровской серии с помощью спектрографа ИСП-51, снабженного камерой  $F = 120$  мм и имеющего ширину входной щели  $\sim 0,3$  мм. Фотометрия пленки производилась на микрофотометре ИФО-451. Для градуировки измерительной аппаратуры служила ртутная лампа.

Характеристики разрядных объемов

Форма разрядного объема $f$ , МГц	36,5	27,12
Цилиндр $d$ , см	2,4; 7,2	2,4 (0,6)*
$l$ , см	35	35
Шар $d$ , см	20	–
Полное давление $p$ , кПа	0,1–1	0,01–0,7

\*Для обеспечения стабильности горения разряда и уменьшения погрешности измерений диаметр трубки уменьшался до 0,6 см [1, 14].

Регистрация отдельных спектральных линий производилась на интерферометрах Фабри-Перо фирмы <Цейс> и типа ИТ-51, имеющих максимальную чувствительность в видимой части спектра. Однако в качестве основного спектрального прибора служил сканирующий интерферометр фирмы <Цейс>, пластины которого были покрыты слоем серебра с известным коэффициентом отражения, расстояние между пластинами составляло 0,5; 1,0; 4,0; 0,8 мм, а диаметр входной диафрагмы изменялся от 20 до 2 мм [7]. Основной вид записи – фотоэлектрический, на экране запоминающего осциллографа или на бумаге с помощью самописца. В первом случае время записи линии  $H_{\beta}$  составляло 20 мс, во втором – 360 с. В условиях высокой влажности воздуха и появления сильных флуктуаций сигнала использование в экспериментах самописца оказалось невозможным.



*a*

*б*

Рис. 1. Внешний вид разрядных объемов, обеспечивающих получение холодной неравновесной плазмы: *a* – устройство для получения емкостного ВЧ-разряда, смещение разряда влево обусловлено откачкой разрядного объема; *б* – обмотка возбуждения в форме правильного <октаэдра>. ВЧ-напряжение подается на вершины <октаэдра>

Аппаратный контур интерферометра Фабри–Перо определялся расчетным или экспериментальным путем. Второй путь оказался более предпочтительным, так как в этом случае аппаратный контур находился более точно, что повышало точность измерений истинного контура спектральной линии. Для нахождения аппаратного контура использовался источник с охлаждаемым полым катодом, у которого хорошо возбуждались линии CdI ( $\lambda = 479,97$  и  $508,5$  нм). Выбор частоты излучения для записи аппаратного контура зависел от частоты исследуемой спектральной линии. Обычно значения этих частот близки.

В качестве критериев правильности измерений и отсутствия случайного наложения порядков интерференции служило совпадение результатов, полученных при использовании раз-

личных баз интерферометра Фабри–Перо. Такое сравнение производилось после исключения аппаратного контура из измеренного, поскольку профиль первого зависел от величины базы интерферометра Фабри–Перо.

#### Анализ спектров разряда во влажном воздухе и определение по ним характеристик плазмы

Характер эмиссионного спектра ВЧ-разряда сильно зависит от концентрации молекул  $H_2O$  в разряде  $N$  и полного давления  $p$  неионизированной смеси (воздух +  $H_2O$ ). Спектр сухого воздуха представлен преимущественно полосами молекулярного азота. Однако затем по мере добавления в разряд паров  $H_2O$  колебательное возбуждение  $N_2$  сменяется разложением воды и появлением в разряде водорода. При этом спектр из полосового превращается в линейчатый, состоящий главным образом из линий водорода бальмеровской серии, количество и интенсивность которых сильно зависят от величины параметра  $N/p$ , и линейчато-полосового спектра радикала  $OH$  ( $\lambda = 306,4$  нм) (рис. 2).

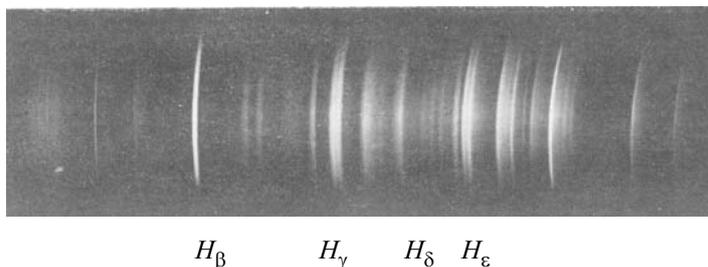


Рис. 2. Спектр ВЧ-разряда во влажном воздухе:  $f = 37$  МГц,  $\tau = 10$  мс,  $F = 5$  Гц,  $P = 40$  кВт

На рис. 3 показан спектр ВЧ-разряда во влажном воздухе после обработки фотопленки на микрофотометре типа ИФО-451. В принципе, такой спектр уже пригоден для определения характеристик разряда, в частности для расчета температуры возбуждения  $T_b$ . При этом необходимо отметить, что температура возбуждения, измеренная по атомным линиям, характеризует температуру электронов в плазме, в то время как температура возбуждения, рассчитанная по распределению интенсивностей в молекулярной полосе, соответствует температуре разряда. (В настоящее время разработаны более точные методики измерений этих температур, однако они выходят за рамки нашего сообщения).

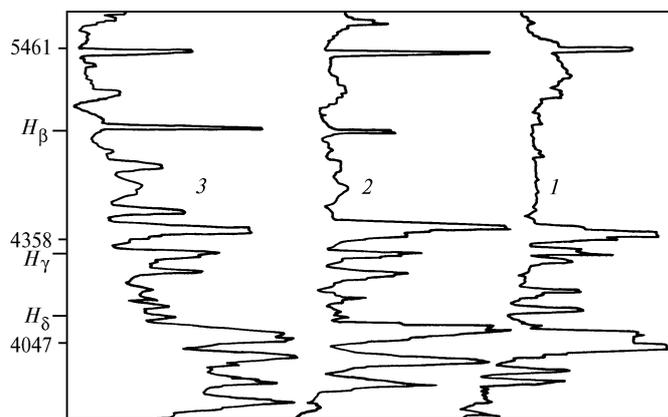


Рис. 3. Фрагмент спектра ВЧ-разряда во влажном воздухе после обработки фотопленки на микрофотометре: 1 – линии ртути; 2 – 20 кВт, 3 – 40 кВт

После проверки бальмановского заселения уровней [8] температуру возбуждения можно определить по отношению полных интенсивностей спектральных линий  $J$  и  $J'$  по формуле [9]:

$$T_b = \frac{E_2 - E_2'}{\ln J \lambda^3 f'_{12} q' - \ln J' \lambda'^3 f_{12} q_1}, \quad (1)$$

где  $E_2$  и  $E'_2$  – энергия верхних уровней,  $\lambda$  – длина волны в микронах;  $f_{12}$  – сила осциллятора;  $q$  и  $q'_1$  – статические веса нижних уровней.

Из рис. 3 видно, что линия  $H_\beta$  наиболее хорошо выделяется в спектре и ее крылья не перекрываются с другими линиями, что является дополнительным удобством для диагностики плазмы. При увеличении мощности, подводимой к разряду, интенсивность свечения линий  $H_\beta$  и  $H_\delta$  возрастает; кроме того, в линиях  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  появляются дополнительные уширения. Последнее обстоятельство является свидетельством эффективного разложения в разряде паров воды, увеличения концентрации излучающих атомов водорода и нагрева электронов [10]. Форма и интенсивность линии  $H_\beta$  ( $\lambda = 486,1372$  нм) сильно подвержены влиянию электрических полей, в том числе и внутривоздушной. На рис. 4 приведена кривая, характеризующая глубину провала линии  $H_\beta$  в зависимости от параметров воздушной среды, а на рис. 5, б показан профиль линии с таким провалом. По этой причине расчет  $T_v$  удобнее всего производить по линиям  $H_\gamma$  ( $\lambda = 434,047$  нм) и  $H_\delta$  ( $\lambda = 410,174$  нм).

Обратимся к непосредственному рассмотрению линии  $H_\beta$ . На рис. 5 показаны ее различные профили в зависимости от содержания в разряде молекул воды и полного давления неионизованной смеси (воздух +  $H_2O$ ). Профили *a* и *в* условно можно считать <доплеровскими>, то есть описываемыми Гауссианом. Профиль же *б* является типично <штарковским>. По величине и форме его провала, а также смещению в спектре линии  $H_\beta$  можно рассчитать величину внутривоздушной электрической поля (как это сделано в [11]) и концентрацию заряженных частиц [12]. Однако сделать однозначные выводы о причинах появления провала без проведения дополнительных исследований не представляется возможным. За провал могут быть ответственны как электроны, так и ионы (заряженные кластеры). По этой причине глубина провала на рис. 4 представлена в виде зависимости от параметров среды ( $N$  и  $p$ ). Однако другие контуры спектральной линии  $H_\beta$ , подобные тем, что представлены на рис. 5 (случай *a* и *в*), могут быть использованы для определения поступательной температуры атомов водорода (температуры газа).

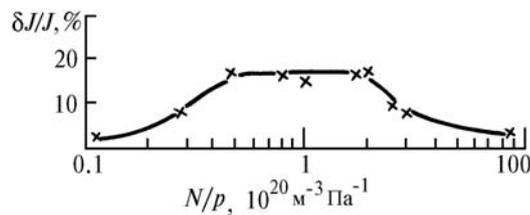


Рис. 4. Зависимость провала линии  $H_\beta$  в относительных единицах от концентрации паров воды в разряде  $N$  и полного давления неионизованной смеси (воздух +  $H_2O$ )

В общем случае связь между температурой  $T$  и шириной спектральной линии  $H_\beta$  определяется соотношением [13]:

$$T = 8,26 \cdot 10^6 (\Delta\lambda_D)^2, \quad (2)$$

где  $\Delta\lambda_D$  – доплеровское уширение истинного контура спектральной линии  $H_\beta$ , а не тех, что представлены на рис. 5.

На рис. 6 показаны кривые уширения  $\Delta\lambda$  спектральной линии  $H_\beta$  в зависимости от различных условий эксперимента. (Результаты измерений частично использовались в работах [1, 13]).

Из рис. 6 отчетливо видно, что по мере повышения давления в системе значения  $\Delta\lambda$  увеличиваются, то есть в соответствии с формулой (2) плазма должна нагреваться. Однако сказать что-либо определенное об измерениях температуры атомов водорода (без предварительного рассмотрения условий существования разряда) не представляется возможным по двум причинам.

Во-первых, без дополнительных исследований не ясно, является ли холодная неравновесная плазма максвелл-большмановской, а поэтому будет ли корректным использование соотношения (2) для определения температуры. Более того, в случае значительного отклонения функции распределения излучающих атомов водорода по скоростям  $F(v)$  от максвелловского теряет смысл и само понятие <температуры>.

Во-вторых, измеренные уширения спектральных линий (рис. 5 и 6) являются отнюдь не доплеровскими и наряду с уширениями, характеризующими температуру атомов водорода, содержат и другие типы уширений, в частности уширение, обусловленное интерферометром Фабри–Перо.

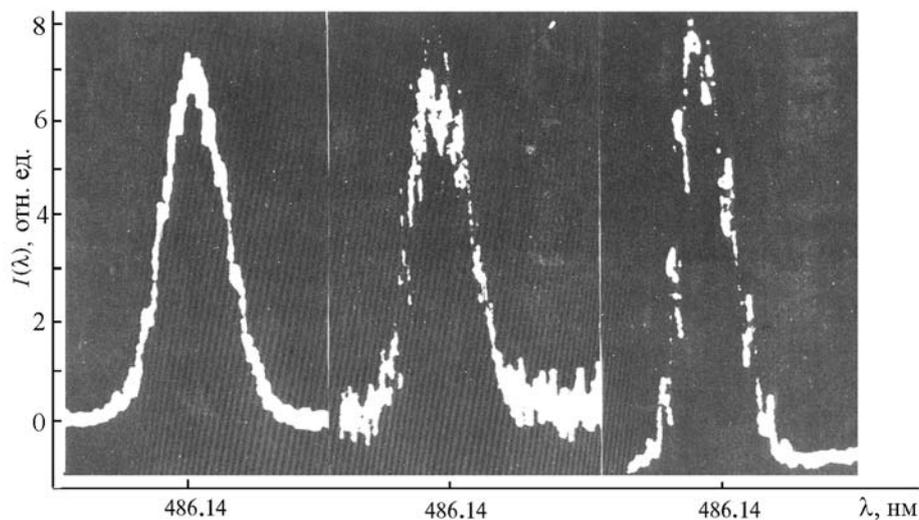


Рис. 5. Типичные профили линии  $H_{\beta}$  ( $P = 100$  Вт,  $p = 100\text{--}700$  Па) для различных значений  $N/p$ :  
 $a - 0,14 \cdot 10^{20}$ ;  $b - 0,48 \cdot 10^{20}$ ;  $c - 9,28 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ Па}^{-1}$

Остановимся более подробно на обработке измеренного контура спектральной линии  $H_{\beta}$ . Если в случае более горячей плазмы (сухой воздух) влиянием аппаратного контура можно пренебречь, то в парах воды, когда  $\Delta\lambda \sim 0,1$  нм, сделать это уже нельзя, поскольку ширина аппаратного контура составляет приблизительно половину ширины измеренного контура спектральной линии  $H_{\beta}$ . Другими словами, погрешность измерений температуры, которая рассчитана без учета аппаратного контура (рис. 6), может превысить 100% и тем самым исказить картину физико-химических процессов, протекающих при ионизации влажного воздуха. Аналогичным образом от корректности нахождения истинного контура зависят погрешности измерений и других характеристик плазмы (концентрации электронов, вид распределения излучающих атомов водорода по скоростям и т.д.). Нахождение истинного контура спектральной линии является сложной задачей и требует привлечения ЭВМ. По этой причине остановимся коротко на особенностях ее решения.

Выделение истинного контура  $\varphi(v)$  по измеренному  $f(v)$  (см. рис. 5) сводится к известному решению интегрального уравнения Фредгольма I рода типа свертки [14]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} K(v - v') \varphi(v') dv' = f(v), \quad (3)$$

где  $K(v - v')$  – аппаратный контур интерферометра Фабри-Перо.

Для случая влажного воздуха такое решение приведено в работах автора [2, 16]. Отметим лишь, что погрешности измерения аппаратной функции и экспериментального контура оценивались при предварительной обработке и составили соответственно  $\delta K \approx 0,01 K_{\text{макс}}$  и  $\delta f \approx 0,04 f_{\text{макс}}$ . Интегральное уравнение (3) решалось методом регуляризации с выбором параметра регуляризации по принципу обобщенной невязки, который позволяет корректно учесть погрешности измеренного контура и аппаратной функции.

После решения уравнения (3) и выделения истинного контура спектральной линии  $H_{\beta}$  последний принимался фойгтовским и, в свою очередь, мог быть также записан в виде свертки двух контуров: доплеровского и дисперсионного [17]. Причины изменения спектральных линий зависят от условий эксперимента и физико-химических процессов, протекающих в разряде [18]. Варьируя параметрами контуров, можно добиться того, чтобы фойгтовский контур с точностью

до  $\sim 1\%$  совпал с истинным контуром спектральной линии  $\phi(\nu')$ . В этом случае доплеровское уширение  $\Delta\lambda_D$ , подставленное в выражение (2), позволяет рассчитать температуру атомов водорода. Используя такую методику, удалось показать [1], что при выполнении условия

$$0,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1} < N/p < 3,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1} \quad (4)$$

во влажном воздухе формируются сгустки холодной неравновесной плазмы с температурой атомов водорода (газа), равной  $\sim 300\text{--}400^\circ\text{К}$ .

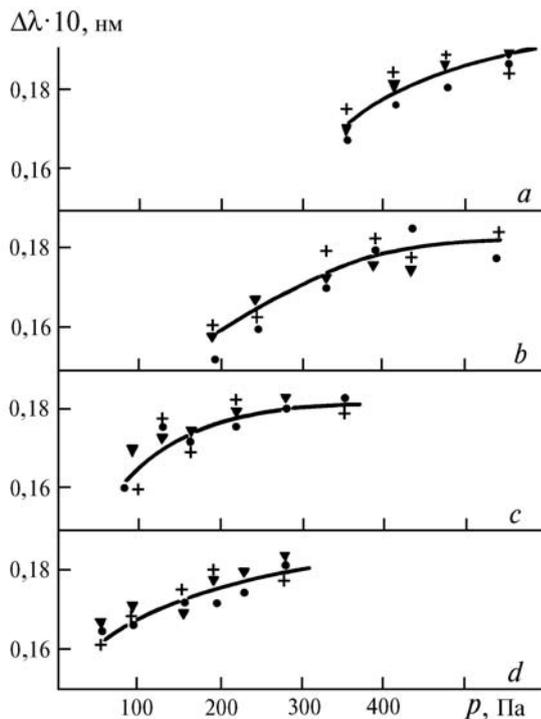


Рис. 6. Значения уширений спектральной линии  $H_\beta$  в зависимости от давления в разрядной трубке и различного содержания молекул  $\text{H}_2\text{O}$  в воздухе ( $f = 27,12 \text{ МГц}$ ,  $P = 100 \text{ Вт}$ ):  $a - 8,5 \cdot 10^{22}$ ;  $b - 4,7 \cdot 10^{22}$ ;  $c - 2,1 \cdot 10^{22}$ ;  $d - 1,3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$

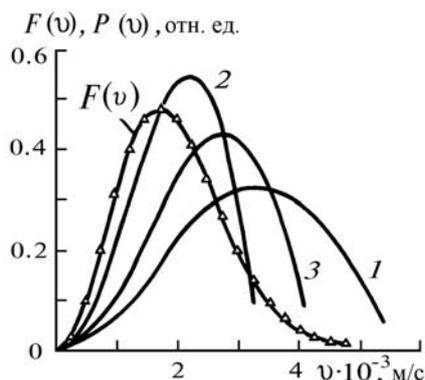


Рис. 7. Деформация функции распределения возбужденных атомов водорода по скоростям при различных значениях  $N/p$ , нормированных на единичную площадь:  $1 - 0,82 \cdot 10^{20}$ ;  $2 - 2,47 \cdot 10^{20}$ ;  $3 - 3,25 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1}$ ;  $F(\nu)$  – максвелловское распределение

Из сравнения рис. 5,  $a$  и 5,  $b$  видно, что крылья линий  $H_\beta$  при различных условиях эксперимента сильно отличаются друг от друга. И если первый контур ближе к гауссиану, то второй напоминает скорее  $\delta$ -функцию. По этой причине и распределения частиц по скоростям  $F(\nu)$ , ответ-

ственные за эти профили, также окажутся различными. В [16, 19] подробно изложена методика расчета функции распределения атомов водорода по скоростям с использованием доплеровского контура линии  $H_\beta$  для случая ВЧ-разряда во влажном воздухе. Приведем лишь конечные результаты этих вычислений (рис. 7), которые служат хорошей иллюстрацией к приведенным выше рассуждениям.

В дополнение к изложенному хотелось бы обратить внимание еще на два важных обстоятельства, которые необходимо учитывать при спектроскопии газового разряда во влажном воздухе.

Аппаратный контур интерферометра может быть не только измерен с помощью источника с полым катодом (Cd I), но и рассчитан по методике, подробно изложенной в [20]. Однако точность измерений в первом случае оказывается значительно выше и составляет не менее 10–20%. Такой подход в обработке спектральных линий в конечном итоге позволил установить оптимальные характеристики воздушной среды и ионизирующего излучения (обеспечивающие получение холодной неравновесной плазмы) и прямую корреляцию между процессами охлаждения плазмы и увеличением времени ее распада во влажном воздухе.

И наконец, на рис. 5 видно, что измеренный контур, кроме стационарной составляющей, содержит также и квазипериодическую составляющую, период повторения которой не зависит от величины относительной влажности воздуха и составляет 0,8–1,0 мс. Перестройка интерферометра (изменение базы, диаметра отверстий диафрагм или коэффициентов отражения зеркал), а также замена влажного воздуха на неон или аргон показывают, что обнаруженные флуктуации нельзя отнести к случайным явлениям, поскольку они характерны только для смеси (воздух +  $H_2O$ ) и их амплитуда зависит от содержания молекул воды в разряде и концентрации плазмы и резко увеличивается по мере превращения доплеровского контура линии  $H_\beta$  в штарковский, как это показано на рис. 5, б. Не исключено, что обнаруженные флуктуации содержат ответ о причинах замедления скорости распада плазмы во влажном воздухе. Предположим, что периодическая составляющая вызвана штарковским расщеплением линии  $H_\beta$  во внешнем поле, и сравним профили измеренного (экспериментального) контура, аппаратный контур интерферометра Фабри–Перо и ширину пиков периодической составляющей. Ширина измеренного контура  $f(\nu)$  составляет  $\sim 1,8 \cdot 10^{-2}$  нм, аппаратный контур прибора имеет ширину, равную приблизительно половине этой величины, а ширина пиков не превышает 0,1 от ширины измеренного контура. Другими словами, даже без учета доплеровского уширения пики периодической структуры являются более острыми, чем аппаратный профиль. Этому факту трудно найти объяснение, поскольку даже в предельном случае, когда атомы излучают бесконечно узкую линию (т.е. профиль  $J(\Delta\lambda) = J_0 \delta(\Delta\lambda)$ , где  $\delta(\Delta\lambda)$  – дельта-функция), наблюдаемый профиль линии  $H_\beta$  должен совпадать с аппаратной функцией, а с учетом доплеровского уширения быть шире ее. В рассматриваемом же эксперименте он приблизительно в 5 раз уже аппаратной функции прибора. Отсюда следует, что периодическая структура не может быть вызвана штарковским расщеплением линии  $H_\beta$ .

Две причины могут привести к появлению периодической структуры в профиле осциллографа. Таким образом, на профиль линии  $H_\beta$  могли накладываться временные колебания, вызванные изменением интенсивности излучения атомов водорода, например, за счет изменения во времени их концентрации. Во-вторых, в плазме возможно появление переменных полей типа  $E_0 \cos \omega t$ , например полей ленгмюровских колебаний. Тогда  $\omega = \omega_{pe}$ , ( $f_{pe} \sim 10^4 \sqrt{n_e}$ , Гц). В этом случае спектр излучения (по шкале частот) состоит из набора спутников, отстоящих от несмещенного положения спектральной линии на частоты  $\mp k\omega$ , где  $k = 0, \mp 1, \mp 2, \dots$ .

В этом случае выражение для спектра имеет вид

$$S(\Delta\omega) = \sum_{\alpha, \beta} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k^2(x) \left[ \frac{(d_{\alpha\alpha} - d_{\beta\beta})E_0}{\hbar \omega} \right] \delta(\Delta\omega - k\omega), \quad (5)$$

где  $J_k(x)$  – функция Бесселя;  $\alpha$  и  $\beta$  – штарковские состояния верхнего ( $n = 4$ ) и нижнего ( $n = 2$ ) уровней;  $\Delta\omega$  – отсчитывается от несмещенного положения линии  $H_\beta$ . Если предположить, что пики и спутники – это одно и то же, то для случая, когда  $N/p \sim 1,45 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{Па}^{-1}$  ( $p = 324 \text{ Па}$ ,  $N = 4,7 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ ), расстояние между пиками периодической структуры составляет

$\sim 0,035 \text{ \AA}$ , а величина поля получается равной  $E_0 - 840 \text{ В/см}$  ( $E_{0\text{эф}} = E_0/\sqrt{2} = 600 \text{ В/см}$ ). Из данных расчетов следует, что  $n_e \sim 2,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , что по порядку величины совпадает с  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , как это следует из эксперимента.

Таким образом, периодическая структура своим появлением скорее всего обязана действию электрических полей ленгмюровских колебаний, а не компонентам штарковского расщепления линии  $H_\beta$ , или же появлению в разряде периодического во времени процесса, в котором в качестве промежуточного продукта и своеобразного катализатора (прямых и обратных реакций) выступает атомарный водород [16].

## Выводы

Итак, даже простейшая спектроскопия разряда во влажном воздухе оказывается значительно более трудоемкой, чем спектроскопия однородных газов. Для ее реализации на практике удобнее всего использовать линии водорода серии Бальмера. Однако надо подходить критически к выбору отдельных конкретных линий в зависимости от задачи измерений. Сильные искажения профиля линии  $H_\beta$  за счет действия внутриплазменных микрополей могут привести к большой погрешности измерений и искажению реальной картины физико-химических процессов, протекающих в разряде. При определении температуры нейтральных частиц необходимо из измеренного контура исключить аппаратный контур интерферометра Фабри–Перо.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность сотрудникам университета Т. Масарика, А. Браблецу и В. Капичке (г. Брно, Чехия) за обучение методике измерений на интерферометре и помощь в записи спектральных линий, А.Л. Дейнеженко за помощь в решении обратной задачи спектроскопии и расчетах распределения  $F(\nu)$  и В.П. Гавриленко за рассмотрение электрических полей ленгмюровских колебаний.

1. Протасевич Е.Т., Капичка В., Браблец А. // ЖТФ. 1987. Т. 55. N 4. С. 743–745.
2. Протасевич Е.Т. // ТВТ. 1989. Т. 27. N 6. С. 1206–1218.
3. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Протасевич Е.Т. и др. // ДАН СССР. 1987. Т. 296. N 2. С. 337–340.
4. Байрамов М.Б., Копытин Ю.Д., Протасевич Е.Т. и др. Эффекты, возникающие при взаимодействии плазмы лазерного и ВЧ-пробоя воздуха с потоком водно-капельного аэрозоля. Деп. в ВИНТИ 6.07.87. N 6516-B87.
5. Дорошков В.В., Копытин Ю.Д., Протасевич Е.Т. и др. // XIII Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике. (Тезисы докл.). Минск: ИФ АН БССР, 1988. Т. 2. С. 233.
6. Протасевич Е.Т. // ПТЭ. 1986. N 5. С. 152–153.
7. Kapichka V., Djujgerova R., Protasevich E.T. // Folia UJEP BRNO. 1978. V. 19. N 1. P. 17–22.
8. Фриш С.Э. Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л.: Наука, 1970. 361 с.
9. Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1973. 160 с.
10. Григорьев В.П., Протасевич Е.Т., Бейсембаев Ж.К. и др. // Сиб. физ.-тех. ж. 1992. N 3. С. 57–62.
11. Протасевич Е.Т. // ЖТФ. 1992. Т. 63. N 4. С. 111–114.
12. Протасевич Е.Т. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. N 16. С. 1006–1009.
13. Brablec A., Stastny F. // Acta phys. Slovaca. 1983. V. 33. P. 163–168.
14. Протасевич Е.Т. // Сиб. физ.-тех. ж. 1991. N 3. С. 94–98.
15. Протасевич Е.Т., Дейнеженко А.Л., Капичка В. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. N 7. С. 1452–1453.
16. Дейнеженко А.Л., Протасевич Е.Т. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 65. N 3. С. 508–513.
17. Brablec A. Autoref. disert. kandid. fyzikalne-mat. ved. Brno, 1989. 16 p.
18. Протасевич Е.Т. Холодная неравновесная плазма газового разряда. Автореф. дис. ... доктора физ.-мат. наук. Новосибирск, 1990. 31 с.
19. Копытин Ю.Д., Протасевич Е.Т., Чистякова Л.К., Шишковский В.И. Воздействие мощного лазерного и ВЧ-излучений на воздушную среду. Новосибирск: Наука, 1992. 190 с.
20. Жиглинский А.Г., Кучинский В.В. Реальный интерферометр Фабри–Перо. Л.: Машиностроение, 1983. 117 с.

Томский политехнический  
университет им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию  
16 февраля 1993 г.

E.T. Protasevich. **The Simplest Spectroscopy of Cold Nonequilibrium Plasma.**

A very detailed description of a technique for handling the spectrum of a gas discharge under conditions of varying air humidity is presented. Some parameters of a cold nonequilibrium plasma obtained under different conditions of the experiment are given.