

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОКРЕСТНОСТИ НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

*Г.В.Гембаржевский, Н.А.Генералов, М.И.Горбуленко,
В.Д.Косынкин, В.Я.Овечкин*

Исследованию оптических характеристик плазмы непрерывных оптических разрядов, порогов их существования в различных газах, изучению их взаимодействия с газовыми потоками в последние годы уделяется достаточно много внимания [1]. Известно, что плазма непрерывных оптических разрядов — полностью однократно ионизованный газ представляет собой источник, излучающий в широком спектральном интервале от ВУФ до ИК. Использование мощных CO_2 лазеров дает возможность получать непрерывные оптические разряды, излучающие киловаттные мощности. Естественно ожидать, что такие потоки излучения будут возбуждать и ионизировать окружающую плазму НОР газ [2,3]. Так, в [2] была зарегистрирована заметная ионизация холодного газа перед фронтом ударной волны в Хе, в [3] аналогичный эффект наблюдался в парах ртути. В [2,3] эксперименты проводились при пониженных давлениях исследуемого газа (от нескольких десятых долей до нескольких Тор).

Нами была предпринята попытка измерить распределение плотности заряженных частиц в окрестности НОР при давлениях исследуемого газа 1–2 атм на расстояниях, значительно превышающих размеры НОР, и выяснить механизм образования этих частиц.

Схема экспериментальной установки, на которой проводились исследования, приведена на рис. 1 (10,11 — регистрирующая аппаратура). Излучение непрерывного мощного CO_2 лазера 1 через входное окно 2 попадало в камеру НОР 3, заполненную исследуемым газом, и с помощью металлического сферического зеркала 4 с фокусным расстоянием 4 см фокусировалось в точку расположения фокуса линзы 5. Лазер на неодимовом стекле 6 с энергией излучения в импульсе около 1 Дж и длительностью импульса около 40 нс использовался в качестве “зажигающего”: импульс излучения этого лазера, сфокусированный с помощью линзы 5, пробивал газ, создавая тем самым затравочную плазму, которая, поглощая излучение CO_2 лазера, превращалась в непрерывный оптический разряд 12. Излучение НОР, проходя систему диафрагм 7, попадало в промежуток между электродами зонда 8, имеющими профиль Роговского. К электродам прикладывалось постоянное напряжение от источника питания Б-5-24А 9. Расстояние между электродами можно было изменять от 10 до 35 мм. Диаметр электродов был равен 35 мм. Расстояние от НОР до зонда изменялось от 10 до 20 см. Сигнал с зонда после усиления попадал на самописец “ХУ-recorder edim 620.02”. Две круглые диафрагмы диаметром 0.7 мм, расположенные на расстоянии 6 см от НОР, формировали подходящий световой пучок и исключали возможность попадания света на электроды.

Пробные эксперименты показали, что без НОР или при закрытых отверстиях диафрагм сигнал отсутствует. При попадании излучения на

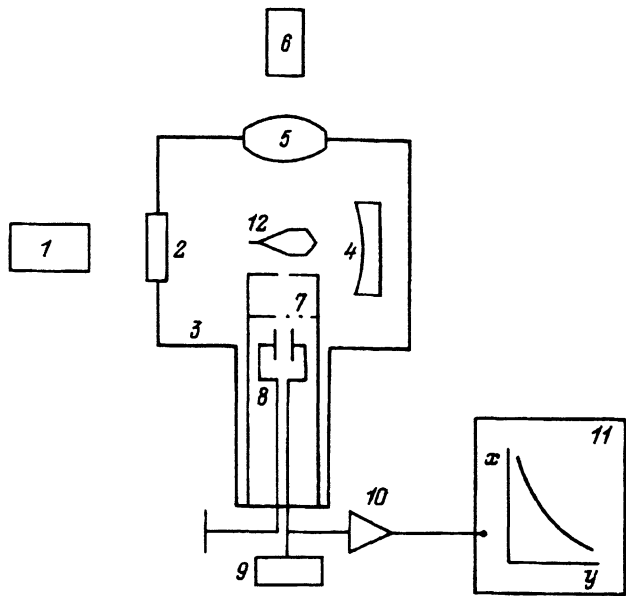


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

электроды зонда регистрируемый сигнал возрастает более чем на порядок.

В экспериментах регистрировалась зависимость зондового тока от расстояния до НОР при постоянном напряжении на электродах, а также снимались вольт-амперные характеристики несамостоятельного разряда при фиксированном расстоянии от НОР. Типичная ВАХ приведена на рис. 2. Наличие плато на характеристике позволяло определять нижнее значение напряжения на электродах, при котором все электроны, рожденные при поглощении атомами исследуемого газа излучения НОР, собирались электродами зонда. При снятии зависимости зондового тока от расстояния до НОР к электродам зонда прикладывалось напряжение,

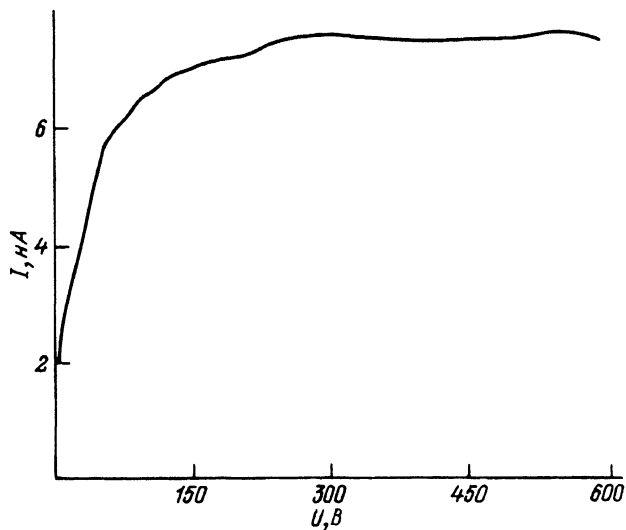


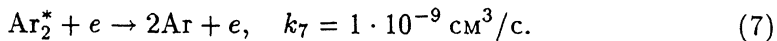
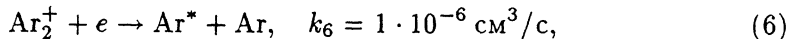
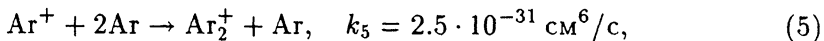
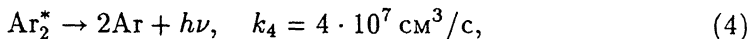
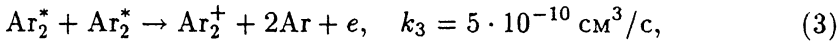
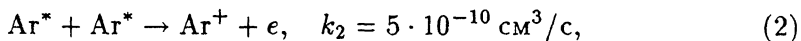
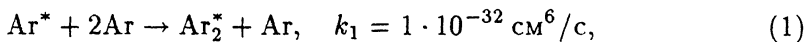
Рис. 2. ВАХ: Ar, $p = 2.1$ атм, $W = 3$ кВт.

превышающее значение, соответствующее выходу зондового тока на плато. Таким образом, регистрация зондового тока в зависимости от расстояния давала возможность, используя известную формулу $f_s = ed(dN/dt)$, получать распределение скорости рождения заряженных частиц dN/dt в окрестности НОР.

Для выяснения механизма рождения заряженных частиц были проведены эксперименты с фильтрами из LiF, CaF₂ и плавленого кварца, устанавливаемыми перед отверстием диафрагмы. Эксперименты проводились в Ag и Хе.

Оказалось, что фильтр из плавленого кварца приводит к исчезновению сигнала как в Ag, так и в Хе. Фильтр из CaF₂ ослабляет сигнал на два порядка в Ag и на порядок в Хе. Фильтр из LiF ослабляет в 3–5 раз сигнал в Хе и на 1.5–2 порядка в Ag.

Если принять во внимание, что граница пропускания плавленого кварца лежит около 2000 Å, CaF₂ — около 1300 Å и LiF — около 1100 Å, а резонансные спектральные линии аргона $\lambda_1 = 1048$ Å и $\lambda_2 = 1067$ Å и ксенона $\lambda_1 = 1295$ Å и $\lambda_2 = 1470$ Å, то можно предположить, что в наших экспериментах реализуется ступенчатая ионизация атомов благородных газов. В результате поглощения квантов, соответствующих крыльям резонансной спектральной линии, атом Ag, например, переходит на один из уровней 3P_1 , 1P_1 . Время жизни этих состояний составляет около 10^{-9} с. При атмосферном давлении резонансные линии сильно неабсорбированы, поэтому эффективное время жизни указанных уровней будет примерно 10^{-2} с, так что можно предположить, что дезактивация состояний 1P_1 , 3P_1 происходит по схеме [4]



Из (1)–(7) легко получить приближенные соотношения

$$[\text{Ar}_2^*] \simeq [\text{Ar}^*][\text{Ar}]^2 \frac{k_1}{k_4}, \quad (8)$$

$$[\text{Ar}_2^+] \gg [\text{Ar}^+], \quad [\text{Ar}_2^+] \simeq [e], \quad (9)$$

$$[e] \simeq (k_2/k_6)^{\frac{1}{2}} \frac{S}{k_1 [\text{Ar}]^2}, \quad (10)$$

где

$$S = c\bar{\nu}_{\lambda T} \int_0^{\infty} [1 - \exp(-\kappa_{\lambda} l) \exp(-\kappa_{\lambda}^0 r) \kappa_{\lambda}^0 d\lambda], \quad (11)$$

$b_{\lambda T}$ — среднее значение интенсивности излучения черного тела на длине волны λ ; c — постоянная, учитывающая геометрический фактор; r — расстояние, проходимое светом в холодном газе; κ_{λ} , κ_{λ}^0 — коэффициенты поглощения в горячем и холодном газах соответственно; l — толщина горячего газа.

С учетом сказанного выше концентрацию электронов в зависимости от расстояния можно представить в виде

$$[e] = N_e = \frac{S}{[Ar]^2 k_1} \sqrt{\frac{k_2 + [Ar]^4 (k_1/k_4)^2 k_3}{k_6}}. \quad (12)$$

где координатная зависимость определяется функцией S .

Для нахождения S учтем, что поскольку резонансные линии распространяются только в крыльях, то величина $a = \Delta\lambda_c/\Delta\lambda_D \ll 1$ ($\Delta\lambda_c$, $\Delta\lambda_D$ — столкновительное и доплеровское уширения). Поэтому

$$\kappa_{\lambda}(v) = \frac{\kappa_0}{2} \frac{aNf}{2\sqrt{\pi}v^2}, \quad \kappa_{\lambda}^0(v_0) = \frac{\kappa_0^0}{2} \frac{a^0 N^0 f}{\sqrt{\pi}v_0^2}, \quad \kappa_0 = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D}, \quad (13)$$

где κ_0 , κ_0^0 — коэффициенты поглощения в центре линий горячего и холодного газов; f — сила осциллятора; N , N^0 — концентрации частиц в

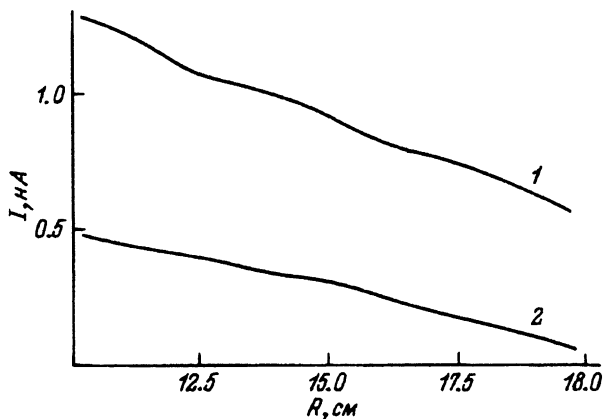


Рис. 3. Зависимость тока зонда от расстояния в Хе. 1 — без фильтра, 2 — фильтр LiF (толщина 1 мм).

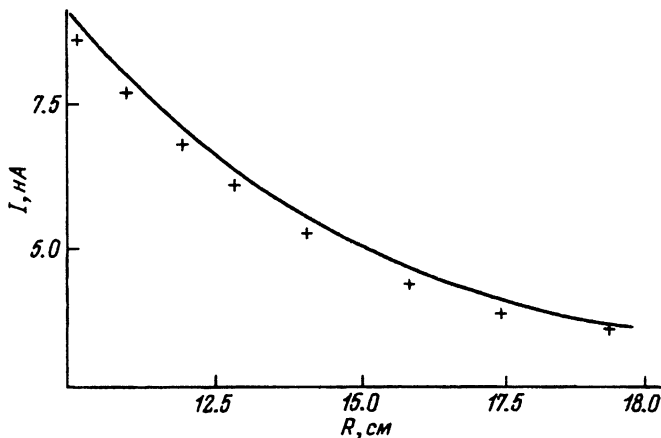


Рис. 4. Зависимость тока зонда от расстояния в Ar. Кривая — расчет, точки — эксперимент; $p = 2$ атм, $W = 3$ кВт, $U_0 = 1.4$ кВ.

горячем и холодном газе; $v = (\lambda_0 - \lambda)/\Delta\lambda_D$, $v_0 = (\lambda_0 - \lambda)/\Delta\lambda_D^0$, λ_0 — длина волны, соответствующая центру линии.

Представим $\kappa_\lambda^0(v)$ в виде

$$\kappa_\lambda^0(v) = \frac{\kappa_0^0 a^0 N^0 f}{2\sqrt{\pi}v^2} (\Delta\lambda_D^0/\Delta\lambda_D)^2. \quad (14)$$

Интегрируя (11) с учетом (13) и (14), получим для наших условий, где $N\Delta\lambda_c l \ll N_0\Delta\lambda_c^0 r$,

$$S = c \frac{\bar{b}_{\lambda T} \lambda_0}{h\nu} \frac{\lambda_0}{8} \sqrt{\frac{\pi e^2}{mc^2} \Delta\lambda_c^0 N^0 f} \frac{N\Delta\lambda_c l}{N_0\Delta\lambda_c^0 r^{3/2}}. \quad (15)$$

Окончательно формула для плотности электронов принимает вид

$$N_e \simeq \frac{\bar{c} b_{\lambda T} \lambda_0 l N}{8h\nu k_1 N_0^{5/2} r^{3/2}} \frac{\Delta\lambda_c}{(\Delta\lambda_c^0)^{1/2}} \sqrt{\frac{\pi e^2}{mc^2} f \frac{k_2 + [\text{Ar}]^4 (k_1/k_4)^2 k_3}{k_6}}. \quad (16)$$

Оценки показывают, что на расстоянии 10 см от НОР в Ag при 1 атм, $T^0 = 500$ К, $T = 14000$ К и $l = 0.3$ см плотность электронов составляет около 10^9 см⁻³, что с точностью до множителя 2 согласуется с результатами экспериментов (рис. 4). При тех же условиях в ксеноне плотность электронов примерно в пять раз меньше (рис. 3), что соответствует отношению констант $k_1^{\text{Ar}}/k_1^{\text{Xe}} \simeq 5$.

Можно показать, что максимум мощности излучения, переносимого в крыльях линии в холодном газе, приходится на расстояние $\lambda_0 - \lambda$ от ϵ центра, причем

$$\lambda_0 - \lambda = \lambda_0 \sqrt{\frac{N^0 f e \Delta\lambda_c^0 r}{2mc^2}}. \quad (17)$$

Сравнение экспериментальных данных с расчетом по формуле (16) (рис. 4) показывает, что наблюдаемая экспериментально зависимость плотности электронов от расстояния до НОР достаточно хорошо определяется функцией $r^{-3/2}$. Это обстоятельство, а также разумная близость измеренных и рассчитанных значений электронной плотности свидетельствуют в пользу предложенного механизма рождения заряженных частиц в окрестности НОР в благородных (Ag, Xe) газах.

Авторы выражают благодарность Ю.П.Райзеру за полезные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- [2] Hacker D.S., Bloomberg H. // J. Chem. Phys. 1963. Vol. 39. N 12. P. 3263-3270.
- [3] Ступоченко Е.В., Лосев С.А., Осипов А.И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965.
- [4] Эксимерные лазеры / Под ред. Ч.Роуза. М.: Мир, 1981.

Институт проблем механики
Москва

Поступило в Редакцию
16 июня 1992 г.