

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Nicolopolov E., Bacal M., Doucet H. J. // *J. de Physique*. 1977. 38. P. 1399. [2] Scultz G. J., Asundi R. K. // *Phys. Rev. Lett.* 1965. 15. P. 946. [3] Rapp D., Sharp T. E., Briglia D. D. // *Phys. Rev. Lett.* 1965. 14. P. 533. [4] Duborsky G. N., Ob'edkov V. D., Janev R. K. // *Vth Int. Conf. on Physics of Electronic and Atomic Collisions*. Leningrad, 1976. P. 342. [5] Peart B., Walton D. S., Dolder K. T. // *J. Phys.* 1970. B3. P. 1346. [6] Bates D. R., Boyd T. J. M. // *Proc. Phys. Soc. A*. 1956. 69. P. 910. [7] Thompson J. B. // *Proc. Phys. Soc.* 1959. 73. P. 818. [8] Arutunian G. G., Galechian G. A. // *J. Phys.* 1979. 40. P. C7-205. [9] Ellis H. W., Pai R. J., McDaniel E. W. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 1976. 17. P. 177. [10] Конюков М. В. // *ЖЭТФ*. 1958. 34, № 4. С. 908; № 6. С. 1634. [11] Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М., 1976. С. 24. [12] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М., 1987. С. 157. [13] Грановский В. Л. Электрический ток в газах. М., 1971. Т. 2. С. 240. [14] Boyd R. L., Twiddy N. D. // *Proc. Roy. Soc.* 1960. A259. P. 145. [15] Amemiya H. // *J. Phys. Soc. Japan*. 1988. 57. P. 887.

Поступила в редакцию
02.01.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 3

УДК 533.9.082

ЗОНДОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ИОНЫ ИОДА

Л. М. Волкова, А. М. Девятов, С. Р. Мийович (СФРЮ),
М. К. Тараджи (Сирия)

(кафедра физической электроники)

Путем обработки вольт-амперных характеристик одиночного цилиндрического зонда и методом второй производной тока на зонд для смеси гелия с парами иода получены значения температуры и ФРЭЭ электронов, концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов иода. Результаты, полученные из решения уравнения баланса, удовлетворительно согласуются с данными измерений.

Плазма в электроотрицательных газах, в том числе в галогенах, находит многочисленные применения в плазмохимии, в газоразрядных приборах, особенно в лазерах [1]. Плазма в смеси иода с гелием образует активную среду для лазера в видимой [2] и близкой инфракрасной областях спектра переходов между состояниями нейтрального атома иода [3].

Цель настоящей работы состояла в измерении основных характеристик плазмы положительного столба в смеси гелия с парами иода. Условия экспериментов были следующие: парциальное давление гелия $0,3 \text{ Тор}$, иода $10^{-4} \div 10^{-3} \text{ Тор}$, значение разрядного тока 30 мА . Для определения концентрации электронов n_e , положительных ионов n_+ , отрицательных ионов n_- , температуры электронов T_e , функции распределения электронов по энергиям ФРЭЭ и отношения $a = n_-/n_e$ были использованы одиночные цилиндрические зонды, расположенные на оси трубки. Результаты получены путем обработки вольт-амперных зондовых характеристик и методом второй производной тока на зонд. Разрядная трубка длиной 40 см и диаметром 4 см была снабжена полым цилиндрическим катодом в виде сетки длиной 10 см , расположенным посередине трубки, и двумя плоскими дискообразными анодами на обоих ее концах. Катод и анод были изготовлены из нержавеющей стали.

Сначала измеряли характеристики положительного столба в чистом гелии. При добавке иода в положительном столбе разряда образовывались стационарные страты, выпуклые в сторону катода. Увеличение давления иода от $2,4 \cdot 10^{-4}$ до $1,1 \cdot 10^{-3}$ Тор постепенно увеличивало количество и уменьшало длину страт. Когда давление иода становилось больше $1,1 \cdot 10^{-3}$ Тор, страты превращались в тонкие нестабильные мениски, вогнутые в сторону катода. Это говорит о присутствии большого количества отрицательных ионов [3].

В работе [4] предлагается метод экспериментального определения значения концентрации отрицательных ионов и величины $\beta = n_-/n_+$ по измеренным отношениям $r = i_{es}/i_{+s}$, где i_{es} — значение электронного тока насыщения на зонд при потенциале пространства, i_{+s} — ионный ток насыщения на зонд. Для определения площадей поверхности призондового слоя использовался закон «3/2», и из этого определялось значение i_{+s} .

Концентрацию отрицательных ионов можно экспериментально определить, используя формулу

$$r/r_0 = (i_{es}/i_{+s})/(i_{es}/i_{+s})|_{\beta=0} = (1-\beta) \left(\frac{M_{\text{eff}}}{M_{\text{He}}} \right)^{1/2} + \left(\frac{mT_-}{M T_e} \right) \beta \left(\frac{M_{\text{eff}}}{M_{\text{He}}} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь $r = i_{es}/i_{+s}$ — отношение электронного и ионного токов насыщения на зонд, измеренное в плазме, содержащей отрицательные ионы иода,

$$r_0 = (i_{es}/i_{+s})|_{\beta=0} = (2,72/2\pi)^{1/2} (M_+/m)^{1/2} \quad (2)$$

— то же самое, измеренное в чистом электроположительном газе; m и M — масса электрона и отрицательного иона соответственно,

$$M_{\text{eff}} = C M_{\text{He}^+} + (1-C) M_{\text{I}_2^+}, \quad (3)$$

где C — доля концентрации положительных ионов электроположительного газа в смеси: $C = n_{\text{He}^+}/(n_{\text{He}^+} + n_{\text{I}_2^+})$.

Концентрации положительных ионов He^+ , I_2^+ оценивались по формулам

$$n_A n_e \langle q_{A^+} v_e \rangle - n_{A^+} / \tau_{A^+} = 0, \quad (4)$$

где n_A — концентрация атомов гелия или молекул иода, $n_{A^+} = n_{\text{He}^+}$, $n_{\text{I}_2^+}$, $\langle q_{A^+} v_e \rangle$ — константы скоростей образования положительных ионов I_2^+ и He^+ при соударении с электронами, q_{A^+} — эффективное сечение ионизации I_2 и He . Строго говоря, оценку концентрации положительных ионов I_2^+ по уравнению (4) необходимо проводить, включая члены, учитывающие объемную рекомбинацию положительных ионов I_2^+ с отрицательными ионами Γ^- и с электронами. Оценки показали, что даже в предположении, что $n(\text{I}_2^+) \approx n(\Gamma^-)$, слагаемое, учитывающее ион-ионную рекомбинацию, на порядок величины меньше слагаемого, учитывающего рекомбинацию на стенках. Коэффициент электрон-ионной рекомбинации обычно бывает меньше коэффициентов ион-ионной рекомбинации. Поэтому для оценки $n(\text{I}_2^+)$ можно пользоваться уравнением (4). Диффузионное время жизни τ_{A^+} положительных ионов He^+ и I_2^+ определялось путем использования эффективного коэффициента диффузии D_{eff}^+ для He^+ и I_2^+ [5]:

$$D_{\text{eff}}^+ = D_+ \left[\frac{(1 + \gamma + 2\alpha\gamma) (1 + \alpha\mu_-/\mu_e)}{(1 + \gamma\alpha) [1 + (\mu_+/\mu_e) (1 + \alpha) + \alpha\mu_-/\mu_e]} \right], \quad (5)$$

$$\tau_{A^+} = (1/D_{\text{eff}}^+) (R/2, 4)^2, \quad (6)$$

где $\gamma = T_e/T_- \approx T_e/T_+$, $T_- = T_+ = 350$ К, подвижность электронов $\mu_e = 2,86 \cdot 10^6$ см² · В⁻¹ · с⁻¹ [6], $\mu_{I^-} = 5,13 \cdot 10^4$ см² · В⁻¹ · с⁻¹ [7], значение подвижности ионов I⁺ считалось равным подвижности ионов I⁻. Тогда подвижность ионов I₂ будет в два раза меньше, чем μ_{I^+} , а подвижность $\mu_{He^+} = 3,33 \cdot 10^4$ см² · В⁻¹ · с⁻¹ [8] для давления гелия $p_{He} = 0,3$ Тор.

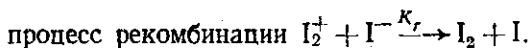
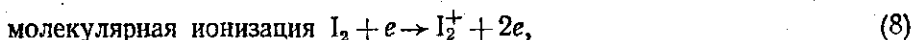
Так как $m \ll M_-$ и $T_- < T_e$, вместо (1) можно пользоваться приближенной формулой

$$r/r_0 \approx (1 - \beta) (M_{\text{eff}}^-/M_+)^{1/2}. \quad (7)$$

Из формулы (7) видно, что в условиях $T_- < T_e$ и $m \ll M_-$ отношение r/r_0 определяется величиной β . Поэтому, зная β , можно получить значение концентрации отрицательных ионов, если известна концентрация положительных. Измеренная величина r_0 , постоянная для каждого рода электроположительного газа, может несколько отличаться от величины, получаемой по формуле (2), из-за возмущений, вызываемых зондом в плазме, конечного значения отношения площади поверхности зонда к площади опорного электрода и из-за вторичных электронов, испускаемых с зонда при отрицательном смещающем напряжении [4], поэтому эту величину определяли экспериментально в условиях наших опытов.

Концентрацию отрицательных ионов n_{I^-} можно также вычислить, решая уравнение баланса, в котором учтены основные процессы образования и разрушения отрицательных ионов I⁻.

В работах [3, 9] масс-спектрометрические измерения показали, что в условиях, близких условиям наших экспериментов, преобладающими частицами в разряде являются I, I₂, I⁻, I₂⁺ и электроны. Доминирующие реакции образования и разрушения этих частиц:



В наших условиях необходимо учитывать и гибель отрицательных ионов на стенках, поэтому уравнение баланса имеет следующий вид:

$$K_d n_e n_{I_2} - K_r n_{I_2^+} n_{I^-} - n_{I^-} / \tau_- = 0. \quad (9)$$

Здесь K_d , K_r — константы скоростей реакций диссоциативного прилипания и рекомбинации, n_{I_2} , n_e , $n_{I_2^+}$, n_{I^-} — концентрации молекул иода, электронов, положительных и отрицательных ионов иода; τ_- — диффузионное время жизни I⁻. Константы скоростей соответствующих реакций в формулах (4) и (9) были вычислены с использованием максвелловской ФРЭЭ с температурой электронов, определенной по ВАХ электронного тока на зонд. Используя условие квазинейтральности, уравнение (9) можно записать в виде

$$K_d n_{I_2}^2 + (K_r n_e + 1/\tau_-) n_{I^-} - K_d n_e n_{I_2} = 0. \quad (10)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$n_1 = -\frac{n_e}{2} - \frac{1}{2K_r\tau_-} + \frac{1}{2K_r} \left[\left(K_r n_e + \frac{1}{\tau_-} \right)^2 + 4K_r K_d n_e n_{i_0} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где

$$K_d = \langle q_d v_e \rangle = \int_0^{\infty} v_e q_d(v_e) f(v_e) dv_e, \quad (12)$$

и $q_d(v_e)$ — эффективное сечение диссоциативного прилипания. Используя аппроксимации вида [3]

$$q_d(v_e) = q_1 \exp\{-b_1 v_e^2\} \text{ для } 0 < E_e < 0,02 \text{ эВ,}$$

$$q_d(v_e) = q_2 \exp\{-b_2 v_e^2\} \text{ для } E_e > 0,02 \text{ эВ,}$$

где $q_1 = 1,67 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $q_2 = 1,06 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $b_1 = 4,89 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^2$, $b_2 = 4,18 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^2$, E_e — энергия электронов, мы рассчитали значение K_d для различных электронных температур. Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Таблица 1

T_e , эВ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$K_d \cdot 10^{10}$, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	11,6	6,5	4,2	3	2,6	1,8	1,7	1,2	1	0,9

Значение константы рекомбинации при комнатной температуре $K_r = 1,47 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [10]. Результаты вычислений показывают, что с ростом T_e значение K_d уменьшается (см. табл. 1).

Для нахождения диффузионного времени τ_- отрицательных ионов необходимо знать коэффициент диффузии D_{eff} . Используя выражение для плотностей потоков на стенки трубки электронов Γ_e , положительных ионов Γ^+ , отрицательных ионов Γ^- и условие квазинейтральности, получим формулу [5]

$$D_{\text{eff}} = D_+ \left[\frac{1}{\gamma} \frac{\mu_-}{\mu_e} \frac{1 + \gamma + 2\gamma\alpha}{1 + (1 + \alpha)\mu_+/\mu_e + \alpha\mu_-/\mu_e} \right]. \quad (13)$$

Здесь D_+ — коэффициент свободной диффузии положительных ионов, μ_e , μ_+ , μ_- — подвижности электронов, положительных и отрицательных ионов иода в гелии. Для нашего случая цилиндрической геометрии имеем [11]

$$\tau_- = (1/D_{\text{eff}}) (R/2, 4)^2. \quad (14)$$

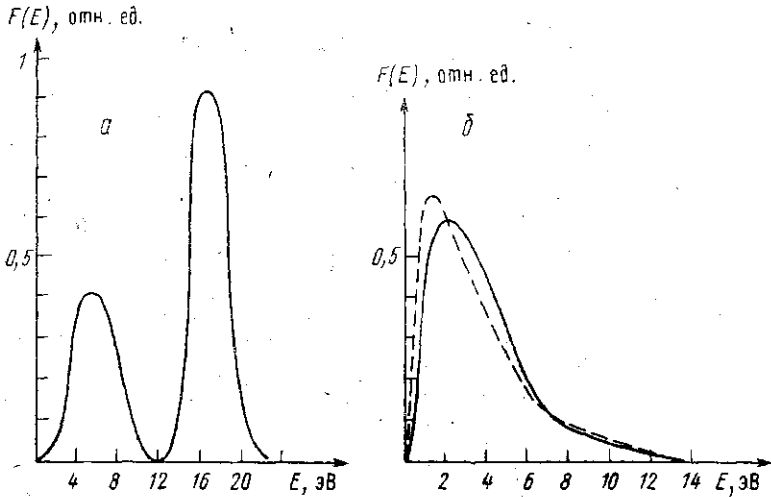
Уравнение (9) решалось подобно тому, как это сделано в работе [12].

В наших условиях эксперимента положительный столб состоял из страт и вид ФРЭЭ сильно отличался в зависимости от положения области наблюдения относительно периода страты: в «хвостах» страт ФРЭЭ была максвелловской, в серединах отличалась от максвелловской, а в «головках» страт отличие было очень сильно из-за образования быстрых электронов. Результаты измерений ФРЭЭ, полученные ме-

тодом второй производной тока на зонд и из решения уравнения, связывающего электронный ток i_e на зонд с ФРЭЭ.

$$i_e = \int \frac{U - v_e}{\sqrt{v_e}} f(v_e) dv_e,$$

методом регуляризации, были близки друг другу. Измеренные ФРЭЭ приведены на рисунке для условий: $p_{\text{He}} = 0,3 \text{ Тор}$, $p_{\text{H}_2} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ Тор}$, $i_d = 30 \text{ мА}$. При других давлениях паров вода наблюдались подобные кривые ФРЭЭ.



Функции распределения электронов по энергиям ($p_{\text{He}} = 0,3 \text{ Тор}$, $p_{\text{H}_2} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ Тор}$, $i_d = 30 \text{ мА}$) в «головке» (а) и в «хвосте» страты (б). Сплошные линии — результаты измерения методом второй производной, штриховые — результаты обработки ВАХ одиночного зонда с применением метода регуляризации. Площади под кривыми нормированы к единице

Измерения в плазме чистого гелия ($n_-/n_e = 0$) в наших условиях показали, что $T_e \approx 5 \text{ эВ}$, $n_e = 1,75 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_+ = 3,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Таблица 2

$p_{\text{H}_2} \cdot 10^4, \text{ Тор}$	$T_e, \text{ эВ}$	$n_e \cdot 10^{-9}, \text{ см}^{-3}$	$n_- \cdot 10^{-9}, \text{ см}^{-3}$ (расчет)	$n_- \cdot 10^{-9}, \text{ см}^{-3}$ (эксперимент)	n_-/n_e (расчет)	n_-/n_e (эксперимент)
2,4	3,2	1,6	9,4	9,5	5,9	5,9
5,4	1,7	2,7	41,6	41,4	15,4	15,3
8,0	1,4	5,3	100,0	99,3	18,9	18,7
11,0	1,3	6,9	187,0	178,0	27,1	25,8

Данные табл. 2 получены из обработки результатов измерений в «хвосте» страты.

Значения n_+ были определены из условий квазинейтральности плазмы после предварительного определения n_- из решения уравнения баланса при добавке воды в разряд (табл. 2). Из табл. 2 видно, что повышение давления p_{H_2} , естественно, ведет к увеличению значений n_- .

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Галечян Г. А. // Химия плазмы. 1978. № 7. С. 218. [2] Березин И. А. // Опт. и спектр. 1969. 26. С. 855. [3] Davis C. C., King T. A. // ICRIG. London, 1972. P. 127. [4] Aememiya H. // J. Phys. Soc. Japan. 1988. 57, N 3. P. 887. [5] Thompson J. B. // Proc. Phys. Soc. 1959. 73. P. 818. [6] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М., 1987. С. 79. [7] Ellis H. W., McDaniel E. W., Albritton D. L. et al. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1978. 22, N 3. P. 190. [8] Левитский С. М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. Киев, 1964. С. 192. [9] Philip C. M., Coulter J. R. M. // Phys. Lett. 1970. 32A, N 4. P. 259. [10] Yennng T. H. Y. // Proc. Phys. Soc. 1958. 71. P. 341. [11] Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М., 1976. С. 24. [12] Девятов А. М., Калинин А. В., Ли Сын Чан, Мийович С. Р. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 3. С. 32.

Поступила в редакцию
06.06.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 3

УДК 621.371.31

ПРОБЛЕМА ЭРГОДИЧНОСТИ МНОГОМОДОВЫХ СИГНАЛОВ

А. Г. Вологдин, В. Д. Гусев

(кафедра физики атмосферы и математической геофизики)

Показаны широкие возможности исследования эргодичности стационарных случайных процессов с использованием характеристических функций. Рассмотрена стохастическая интерференционная модель сигнала, стационарная при любом числе составляющих ее мод. Доказана ее эргодичность относительно характеристической функции, плотности вероятности и моментов при числе мод $m=1,2$. Исследованы вопросы практического использования полученных результатов при конечном времени усреднения.

Качество работы радиоприемных устройств различного назначения сильно зависит от статистических свойств ионосферного радиосигнала. Как известно, в общем случае радиосигнал для произвольных радиотрасс имеет многомодовую структуру со стохастическими свойствами. С точки зрения особенностей работы радиоприемных систем существенно проявление стохастичности сигнала на интервале времени приема или обработки информации. При оценке этого воздействия пользуются статистическими характеристиками. Сама же оценка справедлива только лишь в условиях эргодичности принимаемого стохастического радиосигнала. Однако проблема эргодичности не является очевидной при произвольных моделях радиосигналов. Кроме этого, при исследовании статистических свойств радиосигналов, рассеянных в ионосфере, необходимо учитывать тот факт, что экспериментальные данные могут быть получены только в результате натуральных испытаний. Последние являются, как правило, неповторимыми, и это ведет к тому, что вместо ансамбля реализаций приходится иметь дело с одной-единственной выборкой. Следовательно, в этом случае также встает проблема эргодичности изучаемых процессов.

В известных монографиях [1, 2] решение вопроса об эргодичности разбивается на две части. В первой части доказываемся стационарность случайного процесса для рассматриваемых моделей радиосигнала. Во второй части анализируются условия реализуемости эргодичности для этих моделей. Рассмотрим проблему в такой же последовательности.