

## ДИАГНОСТИКА РАЗРЯДА В НЕОНЕ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ ПО ТОРМОЗНОМУ КОНТИНУУМУ

Ю. Б. Голубовский, В. А. Иванов и Ю. М. Казан

Выполнен расчет абсолютной интенсивности сплошного спектра в неоне для случая реальной функции распределения. Показано, что если измерять, кроме абсолютной интенсивности сплошного спектра на фиксированной длине волны, еще отношение интенсивностей на двух различных длинах волн, то можно определить все параметры плазмы: форму функции распределения, концентрацию электронов, среднюю энергию электронов чисто оптическим путем, не прибегая к зондовым измерениям.

В работах [1, 2] сплошной спектр торможения электронов на атомах использовался для диагностики плазмы инертных газов в положительном столбе разряда при средних давлениях. При этом предполагалось, что медленные электроны обладают максвелловским распределением по скоростям и использовалось соотношение между абсолютной интенсивностью сплошного спектра и такими параметрами плазмы, как концентрация и температура электронов [3]. Измерялась абсолютная интенсивность сплошного спектра на фиксированной длине волны и продольное электрическое поле с помощью метода двух зондов. Так как в области давлений в десятки тор основными потерями энергии электронов являются упругие потери, то можно связать электронную температуру с продольным электрическим полем простыми соотношениями [4]. Вычислив электронную температуру, можно по измеренной абсолютной интенсивности сплошного спектра определить концентрацию электронов.

В работе [5] расчет интенсивности сплошного спектра в аргоне проведен для более общего случая реальной функции распределения электронов по энергиям. Показано, что и в этом случае измерение абсолютной интенсивности сплошного спектра на фиксированной длине волны и продольного электрического поля позволяет определить концентрацию электронов и форму функции распределения медленных электронов.

В настоящей работе проделан расчет абсолютной интенсивности сплошного спектра в неоне для случая реальной функции распределения [4]. Показано, что если измерять, кроме абсолютной интенсивности сплошного спектра на фиксированной длине волны, еще отношение интенсивностей на двух различных длинах волн, то можно определить все параметры плазмы: форму функции распределения, концентрацию электронов, среднюю энергию электронов чисто оптическим путем, не прибегая к зондовым измерениям.

В случае неона функция распределения  $f(u)$  имеет вид [4]

$$f(u) = \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} \frac{1}{2\pi\varphi(\gamma)} \exp\left[-\int_0^u \frac{1 + \gamma u^2}{1 + 2\gamma u} du\right], \quad (1)$$

где  $u = mv^2/2kT$ ,  $T$  — параметр, характеризующий среднюю энергию электронов и связанный с продольным полем  $E$  соотношением

$$kT = 0.29 \sqrt{\frac{M}{m}} eE\lambda_0, \quad (2)$$



$\lambda_0$  — длина свободного пробега электрона (принимается для неона не зависящей от энергии)

$$\gamma = \frac{m}{M} \frac{v(T)}{v_{ee}(T)},$$

$v$  и  $v_{ee}$  — частота упругих соударений с атомами и межэлектронных соударений,  $\varphi(\gamma)$  — нормировочная постоянная. Зависимость  $\varphi(\gamma)$  приведена в работе [4].

Интенсивность сплошного спектра, усредненная по функции распределения, имеет вид для неона [6]

$$I_\omega = 5 \cdot 10^{-3} \frac{n_e N \sigma}{m^{3/2} c^2} \hbar (kT)^{-3/2} \int_{\hbar\omega}^{\infty} \sqrt{E - \hbar\omega} \{2E - \hbar\omega\} \sqrt{E} f(E) dE. \quad (3)$$

Подставляя для  $f(E)$  выражение (1) и переходя к шкале длин волн, имеем

$$I_\lambda = 5.2 \cdot 10^{-3} p \tilde{n}_e \tilde{T}^{1/2} f(\tilde{\lambda} \tilde{T}, \gamma), \quad (4)$$

$$f(\tilde{\lambda} \tilde{T}, \gamma) = \frac{1}{\varphi(\gamma) (\tilde{\lambda} \tilde{T})^2} \int_0^{\infty} x^{1/2} \left(x + \frac{14.4}{\tilde{\lambda} \tilde{T}}\right)^{1/2} \left(2x + \frac{14.4}{\tilde{\lambda} \tilde{T}}\right) \times \\ \times \exp \left[ - \int_0^{x+14.4/\tilde{\lambda} \tilde{T}} \frac{1 + \gamma u^2}{1 + 2\gamma u} du \right] dx, \quad (5)$$

$$\gamma = 2.5 \cdot 10^{-3} \frac{\tilde{T}^2}{\tilde{n}_e}, \quad (6)$$

где  $\tilde{n}_e = n_e \cdot 10^{-11}$ ,  $\tilde{T} = T \cdot 10^{-4}$ ,  $\tilde{\lambda} = \lambda \cdot 10^5$ ;  $\lambda$  — длина волны в сантиметрах,  $p$  — давление в трубке при выключенном разряде в торах. При расчетах использовалось значение  $\sigma = 2.3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>.

Т а б л и ц а 1

$\tilde{\lambda} \tilde{T}$	$\gamma$									
	0	0.001	0.01	0.03	0.1	0.3	1	3	10	$\infty$
4	2.59	2.53	1.94	1.39	0.799	0.505	0.396	0.383	0.396	0.418
5	2.84	2.82	2.34	1.85	1.27	0.949	0.827	0.835	0.876	0.935
6	2.79	2.78	2.41	2.02	1.51	1.22	1.12	1.16	1.22	1.31
7	2.61	2.61	2.32	2.0	1.58	1.33	1.25	1.31	1.39	1.49
8	2.38	2.39	2.15	1.9	1.54	1.33	1.28	1.35	1.44	1.54
9	2.15	2.16	1.98	1.75	1.45	1.27	1.24	1.32	1.40	1.51
10	1.93	1.94	1.78	1.60	1.35	1.20	1.18	1.25	1.33	1.43
11	1.74	1.75	1.615	1.47	1.24	1.15	1.10	1.17	1.25	1.34
12	1.57	1.57	1.46	1.33	1.14	1.03	1.02	1.08	1.16	1.24
13	1.41	1.42	1.33	1.21	1.04	0.942	0.943	1.07	1.07	1.15
14	1.27	1.29	1.2	1.10	0.957	0.867	0.867	0.921	0.986	1.06
15	1.16	1.17	1.09	1.01	0.878	0.798	0.797	0.849	0.909	0.976
16	1.06	1.07	1.0	0.924	0.806	0.735	0.735	0.783	0.838	0.90
17	0.967	0.976	0.917	0.848	0.743	0.677	0.679	0.723	0.774	0.833
18	0.866	0.895	0.843	0.780	0.685	0.626	0.627	0.668	0.716	0.768
19	0.816	0.824	0.776	0.720	0.633	0.580	0.580	0.619	0.663	0.714
20	0.754	0.761	0.718	0.666	0.587	0.537	0.539	0.575	0.616	0.66
21	0.697	0.704	0.665	0.618	0.545	0.50	0.502	0.535	0.573	0.616
22	0.646	0.653	0.617	0.575	0.507	0.466	0.468	0.498	0.534	0.574
23	0.601	0.608	0.575	0.536	0.473	0.435	0.437	0.466	0.498	0.536
24	0.561	0.566	0.536	0.500	0.443	0.407	0.408	0.436	0.466	0.501
25	0.523	0.529	0.502	0.468	0.414	0.381	0.382	0.408	0.437	0.47
26	0.49	0.496	0.469	0.439	0.388	0.358	0.36	0.383	0.410	0.441
27	0.46	0.465	0.44	0.412	0.365	0.336	0.338	0.360	0.386	0.416
28	0.432	0.437	0.415	0.388	0.344	0.317	0.318	0.339	0.364	0.391
29	0.407	0.411	0.39	0.366	0.324	0.299	0.30	0.320	0.343	0.369
30	0.384	0.388	0.368	0.345	0.307	0.282	0.284	0.303	0.324	0.328

Примечание. Значения функции  $f(\tilde{\lambda} \tilde{T}, \gamma) \cdot 10^2$  (например,  $f(4.0) = 2.59 \cdot 10^{-2}$ ).



Функции  $f(\tilde{\lambda}\tilde{T}, \gamma)$  рассчитывались на ЭВМ. Таблицы этих функций для различных значений параметра  $\gamma$  приведены в табл. 1. Спектральное распределение интенсивности континуума для характерных значений параметра  $\gamma$  приведено на рис. 1.

Для отношения интенсивностей континуума на двух длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  получим

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \frac{f(\tilde{\lambda}_1 \tilde{T}, \gamma)}{f(\tilde{\lambda}_2 \tilde{T}, \gamma)}. \quad (7)$$

С помощью табл. 1 можно вычислить отношения  $f(\tilde{\lambda}_1 \tilde{T}; \gamma)/f(\tilde{\lambda}_2 \tilde{T}; \gamma)$ , входящие в (7). На рис. 2 приведены кривые зависимости отношения интенсивностей на длинах волн  $\lambda_1=3725 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2=6820 \text{ \AA}$  от температуры  $\tilde{T}$  для разных значений параметров  $\gamma$ .

Длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , на которых проводятся измерения отношения интенсивностей, следует выбирать из следующих соображений. Анализ показывает, что, кривые  $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$  возрастают с температурой  $\tilde{T}$  тем круче, чем дальше по спектру разнесены длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (рис. 3). С другой стороны, спектральный диапазон ограничен чувствительностью установки по отношению к достоверному измерению интенсивностей континуума. В нашей работе проводилось измерение континуума в видимой области спектра с помощью ФЭУ-79 на длинах волн 3725 и 6820  $\text{\AA}$ , вблизи которых отсутствуют линии неона. Вследствие того что интенсивность сплошного спектра мала, следует принимать дополнительные меры по устранению рассеянного в монохроматоре света от ярких линий неона. Для этой цели в работе использовались фильтры. При сильно отличающихся значениях  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  необходимо учесть различную пропускаемость стекла самой трубки.

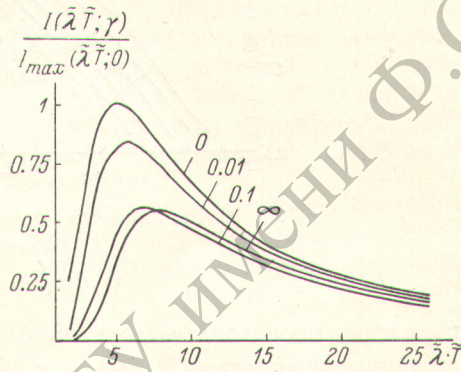


Рис. 1. Спектральная зависимость интенсивности континуума.

Как видно из (4), точность определения концентрации  $\tilde{n}_e$  сильно зависит от точности определения  $\tilde{T}$ , поэтому измерение отношения интенсивностей следует проводить с точностью до нескольких процентов.

Абсолютные интенсивности континуума измерялись на длине волны  $\lambda=6820 \text{ \AA}$ . Нахождение параметров проводилось следующим образом.

В нулевом приближении выбиралось определенное значение параметра  $\gamma$  ( $\gamma_0=0.1$ ). Из измеренного отношения  $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$  по рис. 2 находилось значение электронной температуры в нулевом приближении  $\tilde{T}_0$ . Используя

Таблица 2

$i/R$ , мг/см	$\gamma_0$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\tilde{T}_0$	$\tilde{T}_1$	$\tilde{T} (E)$	$(\tilde{n}_e)_0 R$	$(\tilde{n}_e)_1 R$	$\tilde{n}_e R$
4.16	0.1	3.5	5.4	3.15	3.4	3.44	0.67	0.46	0.42
8.4	0.1	1.4	1.6	3.1	3.25	3.2	1.57	1.6	1.1
21	0.1	0.25	0.27	2.6	2.7	2.8	6.4	6.3	4.2
41.6	0.1	0.08	—	2.5	2.5	2.6	18	18	14
84	0.1	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$	1.5	1.2	1.4	294	360	75
167	0.1	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4}$	1.5	1.2	1.25	336	410	110

Примечание.  $\tilde{T} (E)$  — значения электронной температуры, рассчитанные по измеренной величине напряженности поля  $E$ ;  $\tilde{n}_e R$  — значения концентрации электронов, вычисленные из уравнения для разрядного тока;  $R$  — радиус разрядной трубки (2.8 см).



значения  $\tilde{T}_0$  и  $\gamma_0$  и измеренную величину абсолютной интенсивности  $I_\lambda$ , по (4) и табл. 1 определялось значение концентрации электронов на оси в нулевом приближении  $(\tilde{n}_e)_0$ . Подставляя найденные значения  $\tilde{T}_0$  и  $(\tilde{n}_e)_0$ , в (6) находился параметр  $\gamma_1$  в следующем приближении. Затем из рис. 2 определялась величина  $\tilde{T}_1$  по кривой, соответствующей параметру  $\gamma_1$  (или с помощью интерполяции), по (4) находилось значение  $(\tilde{n}_e)_1$  и т. д.

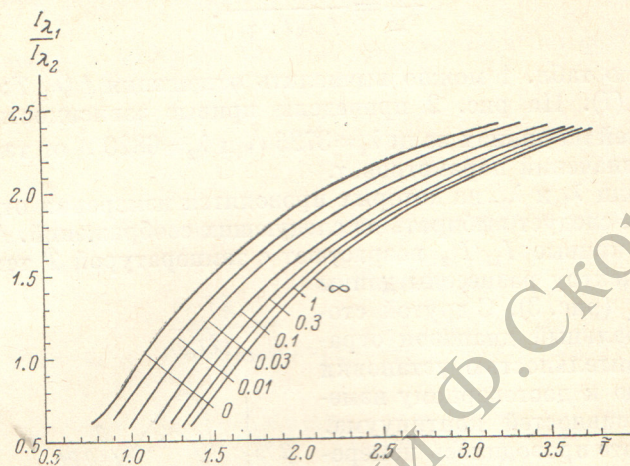


Рис. 2. Зависимость отношения  $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$  от температуры электронов  $\tilde{T}$ .

$$\lambda_1 = 3725 \text{ \AA}, \lambda_2 = 6820 \text{ \AA}.$$

по методу последовательных приближений. Практически оказывается достаточным вычислить  $\tilde{T}_1$  ( $\tilde{n}_e)_1$  и  $\gamma_2$ . Процесс сходимости показан в табл. 2. Следует заметить, что окончательный результат не зависит от выбора  $\gamma_0$ .

Описанный метод был применен для нахождения параметров положительного столба в неоне в трубке радиусом  $R = 2.8$  см при значениях  $pR = 96$  тор·см и  $i/R$  — от 4.16 до 167 ма/см. Измерение интенсивностей сплошного спектра проводилось поперек оси разряда с последующей обработкой по методу Абеля [7]. Для этих же условий для сравнения измерялись с помощью зондов напряженности продольного электрического поля  $E$  и по формуле (2) вычислялась температура  $\tilde{T}$ . Концентрация электронов на оси  $n_e(0)$  вычислялась с помощью выражения для разрядного тока

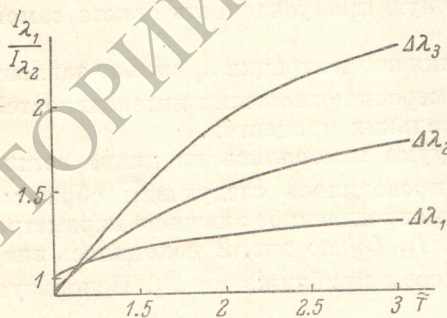


Рис. 3. Зависимость отношения  $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$  от  $\tilde{T}$  для  $\gamma = 0$ .

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_1 &= 1000 \text{ \AA} \quad (\lambda_1 = 5000 \text{ \AA}, \lambda_2 = 6000 \text{ \AA}), \\ \Delta\lambda_2 &= 2000 \text{ \AA} \quad (\lambda_1 = 4000 \text{ \AA}, \lambda_2 = 6000 \text{ \AA}), \\ \Delta\lambda_3 &= 3095 \text{ \AA} \quad (\lambda_1 = 3725 \text{ \AA}, \lambda_2 = 6820 \text{ \AA}). \end{aligned}$$

$$J = e2\pi n_e(0) E \int_0^R \frac{n_e(r)}{n_e(0)} b_e r dr. \quad (8)$$

Радиальный спад относительной электронной концентрации находился по радиальному спаду интенсивности сплошного спектра. Подвижность электронов в неоне слабо (изменяясь в пределах 15%) зависит от  $\gamma$  [8]. Поэтому ее можно считать постоянной и вынести из под знака интеграла.

Результаты измерений параметров  $T$ ,  $n_e$  и  $\gamma$  по континууму и по формулам (2) и (8) приведены в табл. 2. Из табл. 2 виден процесс сходимости различных приближений и видно, что уже в первом приближении  $\tilde{T}_1$  и  $(\tilde{n}_e)_1$  хорошо согласуются со значениями температуры и концентрации на оси,



вычисленными по формулам (2) и (8) через измеренные поле  $E$ , разрядный ток  $J$  и радиальный ход концентрации электронов.

Расхождения для концентрации электронов  $\tilde{n}_e$  наблюдаются только при значениях  $i/R$  равных 84 и 167 ма/см. Однако эти значения соответствуют уже контрагированному столбу разряда, в котором имеют место интенсивные бегущие страты. В этих условиях функция распределения не описывается выражением (1) и все предыдущие рассуждения становятся несправедливыми. При меньших же значениях  $i/R$  разряд носит диффузный характер и бегущие страты в нем отсутствуют.

Предлагаемый чисто оптический метод определения параметров плазмы обладает, на наш взгляд, определенными преимуществами по сравнению, например, с любыми вариантами зондовых методов. Он применим при всех давлениях, если только степень ионизации не настолько велика, что начнет играть роль торможение электронов на ионах и рекомбинационное излучение. При этом с ростом давления интенсивность спектра торможения на атомах растёт и при давлениях, больших нескольких тор, сложность в регистрации сплошного спектра отсутствует.

Метод не требует введения зондов в разрядный промежуток и его теория в отличие от теории метода зондов не усложняется с ростом давления.

В отличие от определения электронной температуры по полю с помощью (2) эффект неоднородного разогрева газа не вносит заметной ошибки в определение электронной температуры  $T$  предлагаемым методом. Это связано с тем, что, как видно из рис. 2, довольно значительные изменения  $\gamma$  очень мало влияют на определяемую температуру.

Этот метод может быть применен и для других газов. При этом необходимо знать общий вид функции  $f(u)$ . Метод может оказаться полезным и для диагностики положительного столба высокочастотного разряда и разряда в магнитном поле.

#### Литература

- [1] Yu. B. Golubowsky, Yu. M. Kagan, L. L. Nesterova. Beitr. plasmaphys., 9, 217, 1969.
- [2] Ю. М. Каган, Н. Н. Христов. Опт. и спектр., 27, 710, 1969.
- [3] В. А. Касьянов, А. Н. Старостин. ЖЭТФ, 48, 295, 1965.
- [4] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. ЖЭТФ, 57, 2222, 1969.
- [5] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Л. Л. Комарова. Опт. и спектр., 1973.
- [6] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган. IX конференция по явлениям в ионизованных газах. Оксфорд, 1971.
- [7] R. Rompe, M. Steenbeck. Ergebnisse der Plasmaphysik u. der Gaselektronik. I. Ac.—Verlag, Berlin, 1967.
- [8] Ю. Б. Голубовский, Р. И. Лягущенко. ЖТФ.

Поступило в Редакцию 19 ноября 1971 г.