

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1963

Н. В. БАСОВА, А. М. ДЕВЯТОВ, Г. С. СОЛНЦЕВ,
П. И. СКВОРЦОВ

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В НЕОНЕ

На основе теории Б. Н. Клярфельда рассчитаны величины T_e , E_z и N_I в разряде с накалившимся катодом в неоне при давлениях 0,02—0,2 мм рт. ст. с учетом потерь энергии на излучение. Сравнение результатов расчетов с результатами зондовых измерений показывает удовлетворительное согласие между ними.

Подробная теория положительного столба газового разряда низкого давления ($\lambda_e > R$), предложенная И. Лэнгмюром и Л. Тонксом [1], разработана Б. Н. Клярфельдом [2, 3, 4], который со своими сотрудниками [5, 6] провел и экспериментальную проверку теории в ртутной, гелиевой и водородной плазмах. В этой теории устанавливается связь между электрическими и оптическими характеристиками столба (числом электронов на единицу длины столба N_I , электронной температурой T_e , продольным градиентом электрического поля E_z и мощностью излучения P_r), с одной стороны, и атомными характеристиками газа (функциями ионизации $Q_e^i(U)$ и возбуждения $Q_e^a(U)$, массами m_e и m_p и свободными пробегами λ_e и λ_p электронов и ионов и т. п.) и внешними параметрами разряда (давлением p , разрядным током i и радиусом разрядной трубки R) — с другой.

Б. Н. Клярфельд составил и решил [2, 3] систему из пяти уравнений, связывающих указанные величины.

1. Уравнение равновесия плазмы, которое показывает, на каком уровне устанавливается T_e , если в плазме поддерживается баланс между появлением и исчезновением электронов и ионов.

2. Уравнение образования ионов, выведенное при предположении о максвелловском распределении электронов по энергиям и использовании прямолинейной аппроксимации начального участка функции ионизации.

3. Уравнение плотности ионного тока на стенки трубки.

4. Уравнение направленного движения электронов в плазме (силы разрядного тока).

5. Уравнение баланса мощности на единицу длины разряда.

Совместное решение этих пяти уравнений приводит к формулам, выражающим значение электронной температуры T_e , числа пар

ионов Z_i , образующихся в 1 сек на 1 электрон, находящийся в плазме, числа электронов N_l в единице длины столба разряда, плотности ионного тока j_p на стенки трубки и продольного градиента электрического поля E_z через внешние параметры разряда и величины, характеризующие газ.

Эти формулы для интересующих нас величин T_e , E_z и N_l имеют следующий вид:

$$T_e = \frac{e_0 U_i}{k \ln \frac{4AR\rho_0 U_i^2}{s_0 \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{m_p}{m_e}}}, \quad (1)$$

$$\frac{E_z}{\rho_0} = \sqrt{\frac{\Phi}{\Psi}} \quad (2)$$

и

$$\frac{N_l}{i} = \frac{1}{\sqrt{\Phi\Psi}}. \quad (3)$$

Функции Ψ и Φ определяются следующим образом:

$$\frac{N_l E_z}{\rho_0} \Psi(R\rho_0) = b_e e_0 N_l E_z, \quad (4)$$

$$N_l \rho_0 \Phi(R\rho_0) = N_l \rho_0 \left\{ \frac{e_0 s_0}{R\rho_0} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_p}} \left[U_i \left(2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2m_e}} \right) \frac{kT_e}{e} \right] + \right. \\ \left. + 1,68 \cdot 10^6 \sqrt{T} \sum e_0 U_a Q_e^0 \frac{b-1}{b^3} e^{-\frac{e_0 U_a}{kT_e}} \right\}. \quad (5)$$

В формулах (1) — (5) приняты следующие обозначения: e_0 — заряд электрона; U_i , U_a — соответственно потенциалы ионизации и возбуждения энергетических уровней атома; A — величина, характеризующая крутизну начальной части функции ионизации; ρ_0 — давление газа, приведенное к 0°; $s_0 = 0,7722$ — безразмерная константа теории плазмы Лэнгмюра и Тонкса; $Q_e^a(U_m)$ — значение эффективного сечения возбуждения атома относительно электронных ударов в максимуме функции возбуждения U_m ; знак Σ распространяется на все уровни, вероятность возбуждения которых не очень мала; $b = \frac{kT_e}{e_0(U_m - U_a)}$; $b_e = \frac{e_0 a}{Q_e^* m_e \bar{v}_e \rho_0}$ — подвижность* электронов; $a = 0,85$ — постоянная теории подвижности Ланжевена; $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$ — средняя квадратичная скорость теплового движения электронов в плазме; $Q_e^* = \frac{1}{\lambda_e^* \rho_0} = 0,8Q_e$ — сечение торможения электронов при взаимодействии с атомами; Q_e — полное эффективное сечение атомов относительно электронных ударов [11].

Функция $\Psi(R\rho_0)$, согласно (4), зависит от значения b_e , которое, в свою очередь, зависит от длины свободного пробега. Величина свободного пробега зависит от скорости электронов. Но поскольку зависимость λ_e от \bar{v}_e для неона очень слабая, нами была принята аппроксимация для величины средней длины свободного пробега электронов в

неоне при $p=1$ мм рт. ст.; $\lambda_1=0,1$ см для всех скоростей электронов. Величина A , входящая в формулу (1), для неона имеет значение

$$A = 5,6 \cdot 10^{-2} \frac{\text{пар ионов}}{\text{см мм рт. ст.}} [7].$$

Уравнение баланса энергии (5) учитывает все потери энергии, кроме потерь на упругие соударения (при низких давлениях эти потери очень малы). Первый член в (5) учитывает потери на стенках, второй — на излучение. Для вычисления второго члена использована зависимость абсолютного значения, суммарной вероятности неупругих ударов первого рода (возбуждение по всем уровням и ионизация) от энергии электронов для неона, полученная в работе [8]. Она нами была пересчитана в зависимость от величины общего по всем

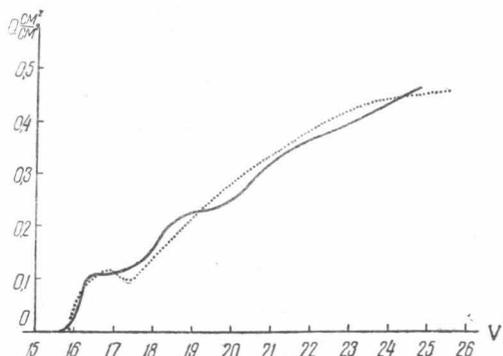


Рис. 1

уровням эффективного сечения возбуждения $Q_e^a(U)$ от энергии электронов. Для этой зависимости приближенная кривая была выбрана в виде суммы двух функций типа известной аппроксимации В. А. Фабриканта [9]:

$$Q_e^a(U) = Q_e^a(U_m) \frac{U - U_a}{U_m - U_a} e^{1 - \frac{U - U_a}{U_m - U_a}}, \quad (6)$$

причем для нее были выбраны следующие параметры:

$$U_a' = 15,90 \text{ в}, U_m' = 16,90 \text{ в}, Q_e^a(U_m') = 0,112 \text{ см}^2/\text{см}^3 \text{ мм рт. ст.}$$

$$U_a'' = 17,50 \text{ в}, U_m'' = 27,00 \text{ в}, Q_e^a(U_m'') = 0,475 \text{ см}^2/\text{см}^3 \text{ мм рт. ст.}$$

На рис. 1 сплошной линией показана пересчитанная нами по результатам работы [8] функция $Q_e^a(U)$, пунктирной — применяемая аппроксимация.

Таким образом, по формулам (1)–(3) были вычислены величины T_e , E_z , и N_l , как функции R , p_0 и i .

Экспериментальная проверка расчетов проводилась в трубке радиусом 1,5 см, длиной 75 см с накаливаемым оксидным эквипотенциальным катодом. В средней части на оси трубки были впаяны два цилиндрических зонда на расстоянии 10 см друг от друга. Величины T_e и концентрации электронов на оси трубки n_e определялись по обычному методу зондовых характеристик, E_z — по методу компенсации. Величины N_l пересчитывались по формуле $N_l = \pi R^2 \frac{n_e + n_{ст}}{2}$, где $n_{ст} = \frac{n_e}{1,8}$ — концентрация электронов у стенки трубки [3,5].

Результаты расчетов и зондовых измерений для $p=0,02$ – $0,2$ мм рт. ст. и $i=0,1$ а приведены в табл. 1 и на рис. 2.

Подобные расчеты проведены и для $i=0,05; 0,2; 0,3; 0,4$ а в том же диапазоне p . Характер хода кривых и степень совпадения результатов вычислений и экспериментов примерно такие же. С увеличением силы

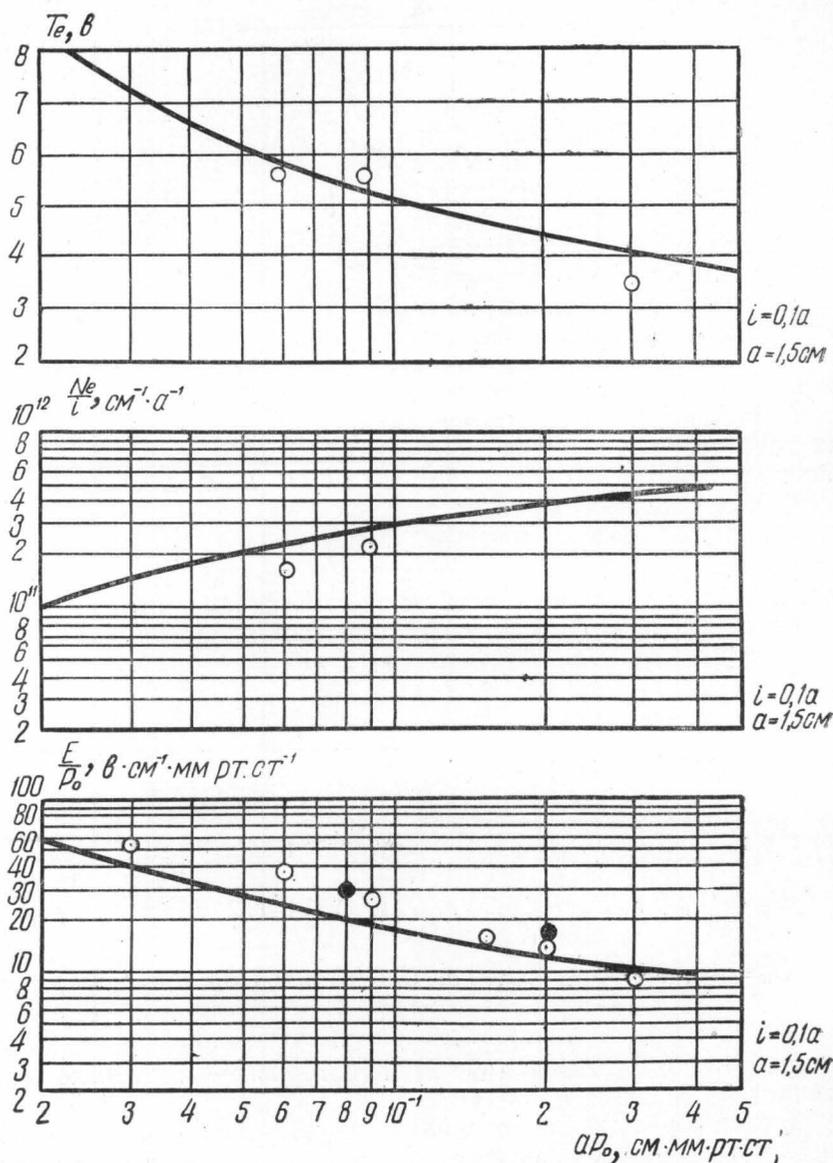


Рис. 2. Теоретические кривые: о — результаты наших измерений, ● — результаты измерений в [4]

разрядного тока и давления газа разница между результатами расчетов и измерений несколько возрастает.

Как видно из рис. 2, экспериментально измеренные значения T_e , N_i/i и E_z/p_0 во всем диапазоне изменения давления при $i=0,1a$ удовлетворительно совпадают с теоретически вычисленными кривыми соответствующих зависимостей. Разница в результатах для T_e не превышает 10%, для N_i/i — 35% и для E_z/p_0 — 40%.

Таблица 1

$R, P,$ см мм пт. ст.	i, a	$E_z, \frac{a}{\text{см}}$		$T_e, \text{ в}$		$N_L \cdot 10^{10}, \text{ см}^{-1}$	
		теорет.	экспер.	теорет.	экспер.	теорет.	экспер.
0,03	0,05	0,87	1,28	7,2	—	0,7	—
	0,10	0,87	1,18	7,2	8,1	1,44	—
	0,20	0,87	1,16	7,2	7,4	2,9	—
	0,30	0,87	1,16	7,2	7,4	4,4	—
	0,4	0,87	1,16	7,2	6,7	5,8	—
0,06	0,05	1,07	1,62	5,8	—	1,1	—
	0,10	1,07	1,55	5,8	5,7	2,1	1,74
	0,20	1,07	1,48	5,8	—	4,2	—
	0,30	1,07	1,43	5,8	—	6,3	—
	0,40	1,07	1,42	5,8	7,0	8,4	6,56
0,09	0,05	1,22	1,70	5,3	—	1,3	—
	0,10	1,22	1,63	5,3	5,8	2,6	2,14
	0,20	1,22	1,55	5,3	5,5	5,2	2,42
	0,30	1,22	1,50	5,3	5,5	7,8	4,35
	0,40	1,22	1,47	5,3	5,3	10,4	—
0,15	0,05	1,8	1,83	4,7	—	1,4	—
	0,10	1,8	1,72	4,7	—	2,8	—
	0,15	1,8	1,60	4,7	—	4,2	—
	0,20	1,8	1,47	4,7	—	5,6	—
	0,30	1,8	1,57	4,7	—	8,4	—
0,3	0,05	2,08	1,98	4,1	3,45	2,3	6,0
	0,15	2,08	1,80	4,1	3,45	6,9	11,60
	0,2	2,08	1,67	4,1	3,45	9,2	19,5
	0,3	2,08	1,42	4,1	—	13,8	—

Расхождение результатов расчета и эксперимента можно объяснить следующими причинами: 1) распределение электронов по сечению трубки не совпадает с принятым нами распределением; 2) при расчетах принято предположение о максвелловском распределении электронов плазмы по энергиям. Известно, что в разряде в неоне это распределение отличается от максвелловского; 3) при расчетах принято $\lambda_1 = 0,1$ см независимо от энергии электронов; 4) расчеты проводились в предположении отсутствия колебаний в плазме. Известно, что в положительном столбе разряда в неоне в исследованном диапазоне давлений и тока могут наблюдаться бегущие слои. Измерения выполнялись по приборам, усредняющим возможные колебания T_e , E_z и n_e , обусловленные движущимися стратами. Неподвижные страты отсутствовали; 5) пренебрежение влиянием некоторых электронных процессов (например, возможность ступенчатых возбуждений и ионизации и др.) и приближенность использования формул (например, линейная аппроксимация функции ионизации и др.) и законов движения заряженных

частиц в газе приводит к тому, что точность теории не может быть высока. Ошибку в пределах $\pm 30\%$ следует рассматривать как подтверждение теории [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Langmuir I., Tonks L. Phys. Rev., **34**, 876, 1929.
2. Клярфельд Б. Н. Journ. of Phys. USSR, **5**, No. 2—3, 1941.
3. Клярфельд Б. Н. Труды ВЭИ, вып. 41, 1940.
4. Клярфельд Б. Н. ЖТФ, **8**, 413, 1938.
5. Карелина Н. А. Journ. of Phys. USSR, **6**, No. 5, 218, 1942; ЖТФ, сб. статей, стр. 167, 1947.
6. Покровская А. С. ЖТФ, **21**, № 6, 617, 1951.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газах, ч. 1. ГИТТЛ, М., 1952.
8. Maier-Leibnitz H. Zeits. f. Phys., **95**, No. 1—2, 499, 1935.
9. Фабрикант В. А. Труды ВЭИ, вып. 41, 1940.
10. Гапонов В. И. Электроника, ч. I. Физматгиз, М., 1960.
11. Голант В. Е. ЖТФ, **27**, 756, 1482, 1957.

Поступила в редакцию
2. 6 1962 г.

Кафедра
электроники