

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 5 — 1968

УДК 537.56

А. А. ЗАЙЦЕВ, Н. А. МИСКИНОВА, НГУЕН ХЫУ-ТИ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА В БИНАРНЫХ СМЕСЯХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ С ПАРАМИ РТУТИ

Приводятся значения электронной температуры, электрического поля, концентрации электронов, скорости ионизации и подвижности электронов в смесях инертных газов (гелия, неона и аргона) с парами ртути. Экспериментальные данные сравниваются с расчетными.

Смеси газов, в том числе и смеси инертных газов с парами ртути, находят в настоящее время применение как в лабораторных исследованиях по физике плазмы, так и в прикладных областях. В связи с этим представляет интерес изучение электрических характеристик положительного столба разряда в подобных смесях, поскольку при этом оказывается возможным судить о характере ионизации и кинетике частиц при различных условиях в разряде. Однако имеющиеся экспериментальные данные для таких величин, как электронная температура, продольное электрическое поле и в особенности подвижность электронов в смесях, немногочисленны (например, [1, 2]). Некоторые оптические и электрические характеристики в смеси инертного газа с парами ртути при давлениях ниже 10^{-3} мм рт. ст. даны в [3].

В этой работе измерялись электронная температура (T_e), продольное электрическое поле (E), концентрация электронов на оси (n_e) в бинарных смесях He, Ne и Ar с парами ртути при различных разрядных токах и давлениях инертных газов и паров ртути. Для определения скорости ионизации (α) производилось измерение ионного тока на стенку трубки. С помощью измеренных значений n_e , T_e и E вычислялась подвижность электронов (μ_e). Для некоторых смесей экспериментальные значения T_e и μ_e сравнивались с рассчитанными.

Описание эксперимента

Исследования проводились в отпаянных трубках длиной около 80 см с оксидным катодом косвенного подогрева. Диаметры трубок составляли 2,7—3 см, давление инертных газов менялось от 0,3 до 2 мм рт. ст. Разрядные трубки помещались в ванну с водой, температура которой поддерживалась постоянной с точностью $\pm 0,5^\circ\text{C}$ (в интервале $30\text{—}60^\circ\text{C}$). Давление паров ртути задавалось, таким образом, температурой воды в ванне. Во избежание продольного электрофо-

реза [4] капля ртути вводилась со стороны анода. Температура электронов, их концентрация и продольное электрическое поле в положительном столбе измерялись с помощью четырех цилиндрических лэнгмюровских зондов из молибденовой проволоки диаметром 0,16 мм и длиной активной части зонда 5 мм. Зонды располагались на расстоянии 15 см друг от друга. Значения параметров плазмы, измеренные на разном расстоянии от катода при давлениях ртути от $1,2 \cdot 10^{-3}$ до $2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. и разрядных токах от 50 до 500 ма, при таком способе введения ртути отличались на величину, не выходящую за пределы точности зондовых измерений. Таким образом, продольный электрофорез почти не сказывался на значениях этих величин. Ионный ток на стенку измерялся с помощью плоского стеночного зонда диаметром 3 мм, снабженного охранным кольцом. В трубках с аргоном имелись цилиндрические зонды, которые можно было передвигать по радиусу трубки. С их помощью установлено, что отклонения в распределении концентрации электронов по радиусу от бесселевского не превышают ошибок зондовых измерений при всех использованных разрядных токах и давлениях ртути.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Концентрация электронов на оси. На рис. 1 показана зависимость концентрации электронов на оси от разрядного тока в смесях Ag—Hg

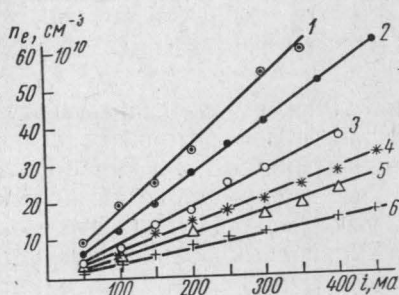


Рис. 1. Зависимость концентрации электронов на оси положительно-го столба (n_e) от разрядного тока (i) в смесях Ag—Hg и He—Hg:

1 — $p_{Ag} = 2$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 2,7$ см; 2 — $p_{Ag} = 2$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 2,7$ см; 3 — $p_{Ag} = 0,5$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 3$ см; 4 — $p_{Ag} = 0,5$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 3$ см; 5 — $p_{He} = 0,5$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 3$ см; 6 — $p_{He} = 0,5$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 3$ см

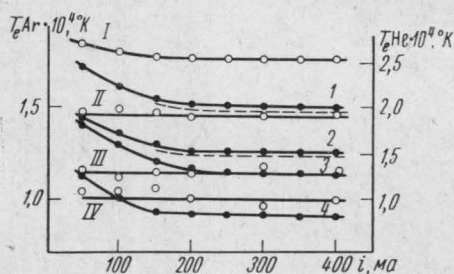


Рис. 2. Зависимость электронной температуры от разрядного тока в смесях Ag—Hg и He—Hg. Сплошные кривые — экспериментальные, пунктиром показаны теоретические значения T_e в Ag (●—Ag, ○—He): 1 — $p_{Ag} = 0,5$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 3$ см; 2 — $p_{Ag} = 2$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 2,7$ см; 3 — $p_{Ag} = 0,5$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 3$ см; 4 — $p_{Ag} = 2$ мм рт. ст., $p_{Hg} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $\Phi_{TP} = 2,7$ см; I—IV — $p_{He} = 1,3$ мм рт. ст., I — $p_{Hg} = 1,2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $\Phi = 3$ см; II — $p_{Hg} = 2,8 \cdot 10^3$ мм рт. ст.; III — $p_{Hg} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; IV — $p_{Hg} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

и He—Hg. Как видно, эти величины прямо пропорциональны друг другу, а с увеличением давления ртути наклон прямых возрастает. В Ag, как и следовало ожидать, при тех же условиях значения n_e несколько выше, чем в He.

Электронная температура, скорость ионизации и продольный градиент потенциала. На рис. 2 представлена зависимость электронной температуры от разрядного тока в смесях Ag—Hg и He—Hg. В смеси Ag—Hg с ростом тока электронная температура после спада в области малых токов достигает некоторого постоянного значения, тогда как в смеси He—Hg такая зависимость $T_e(i)$ наблюдается лишь при $p_{\text{Hg}} = 1,2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., а при больших примесях ртути электронная температура практически перестает зависеть от тока.

Скорость ионизации z (число актов ионизации, производимых одним электроном в 1 сек) может быть найдена из измерений ионного тока на стенку [5]. В данном случае $z = z_1 + z_2 + z^*$, где z_1, z_2 — скорости прямой ионизации инертного газа и ртути, а z^* — скорость ступенчатой ионизации ртути. На рис. 3 показаны результаты измерений ионного тока на стенку в зависимости от разрядного тока в смеси Ag—Hg. Аналогичная зависимость получена в смесях He—Hg и Ne—Hg. При наличии бесселевского распределения концентрации электронов и постоянства концентрации возбужденных атомов ртути по сечению столба плотность тока на стенку I_p связана с z следующей формулой:

$$I_p = e_0 R n_e(0) z \frac{J_1(2,405)}{2,405}, \quad (1)$$

где $n_e(0)$ — концентрация электронов на оси, R — радиус трубки, e_0 — заряд электрона, J_1 — функция Бесселя 1-го порядка. В табл. 1 приводятся значения z , вычисленные по формуле (1) с помощью кривых, аналогичных показанным на рис. 3, в смесях Ag—Hg и He—Hg при токе 300 ма.

Значения z_1 и z_2 могут быть вычислены также в предположении о максвелловском распределении электронов по скоростям с использованием значений эффективных сечений ионизации атомов и электронной температуры [6]. Результаты таких вычислений приведены в последней колонке табл. 1.

Из этой таблицы видно, что имеется существенное различие между значениями z и $(z_1 + z_2)$, причем при повышении давления ртути это

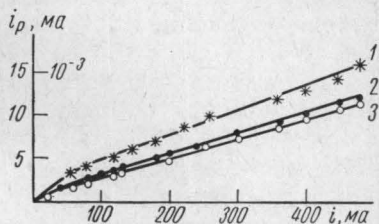


Рис. 3. Зависимость ионного тока на стенку i_p от разрядного тока в смеси Ag—Hg. 1 — $p_{\text{Ag}} = 0,5$ мм рт. ст., $p_{\text{Hg}} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 2 — $p_{\text{Ag}} = 2$ мм рт. ст., $p_{\text{Hg}} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; 3 — $p_{\text{Ag}} = 2$ мм рт. ст., $p_{\text{Hg}} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

Таблица 1

Основной газ	$p_{\text{осн. газа}}$, мм рт. ст.	$p_{\text{Hg}} \cdot 10^3$, мм рт. ст.	$T_e \cdot 10^{-4}$ К	$z \cdot 10^{-3}$	$(z_1 + z_2) \cdot 10^{-3}$
Ag	0,5	6,11	1,5	10,3	4,41
Ag	0,5	25,2	1,14	8,09	0,48
Ag	2,0	6,11	1,26	4,25	1,3
Ag	2,0	25,2	0,91	3,16	0,03
He	0,5	6,11	1,8	65	7,05
He	0,5	25,2	1,26	34	1,29

¹ Без учета эффекта Пеннинга и ступенчатой ионизации основного газа.

различие увеличивается, указывая на возрастание роли ступенчатой ионизации.

Очевидно, ступенчатая ионизация должна привести к понижению электронной температуры. Учтеть этот эффект можно, зная концентрацию возбужденных атомов и их распределение по сечению. В [7] обнаружено, что концентрация метастабильных атомов (n_a) в смеси Ag—Hg при $p_{Ag}=3,5$ мм рт. ст. и $p_{Hg}=7 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. в трубке диаметром 3,6 см, возрастая с ростом тока, при $i=100$ ма достигает насыщения. В [8] показано, что время жизни возбужденных атомов в подобном случае при $i=100$ и 300 ма значительно меньше диффузионного времени жизни, т. е. при больших токах разрушение возбужденных атомов происходит главным образом за счет соударений с электронами. В [9] предусматривается постоянство n_a по сечению. Тогда уравнение баланса носителей зарядов из [10] можно записать в следующем виде:

$$\frac{z_1}{\mu_1} + \frac{z_2 + z^*}{\mu_2} = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 \frac{kT_e}{e_0} \quad (2)$$

($\mu_{1,2}$ — подвижности ионов инертного газа и ртути в инертном газе). Для вычисления z^* предполагается: 1) что скорость ступенчатой ионизации выражается аналогично скорости прямой ионизации со значением ионизационного потенциала, равным ($V_i - V_{возб}$), где V_i — потенциал ионизации, а $V_{возб}$ — потенциал возбуждения; 2) что ионизация происходит только с наиболее заселенных уровней ртути 6^3P_0 и 6^3P_2 [7] и 3) что сечение ионизации с уровней 6^3P_0 и 6^3P_2 на порядок превосходит сечение прямой ионизации электронным ударом [11]. С учетом этих предположений получен ход $T_e(i)$, показанный на рис. 2 пунктиром. При этом для расчета были взяты значения подвижностей ионов инертных газов из [12], подвижностей ионов ртути в соответствующих инертных газах из [13], а значения n_a ртути на уровнях 6^3P_0 и 6^3P_2 из [7]. Как показано на рис. 2, при больших токах существует хорошее согласие между вычисленными и измеренными значениями T_e .

Следует упомянуть, что в [14] для смесей при близких к нашим условиям получено распределение электронов по скоростям, отличное от максвелловского. Но поскольку эти отступления от максвелловского распределения заметны лишь в области энергий 7—8 эв, а в данной работе происходит ступенчатая ионизация ртути через метастабильные уровни с потенциалами возбуждения 4,6 и 5,4 в, то влияние подобного отступления на результаты расчета не велико. Кривые зависимости $E(i)$ в смесях Ag и He со ртутью показаны на рис. 4. Характер этих кривых такой же, как и кривых $T_e(i)$.

Отметим, что при некоторых разрядных токах и давлениях паров ртути положительный столб имел слоистую структуру. Так, в Ag при $p_{Ag}=2$ мм рт. ст. и $p_{Hg}=6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. подвижные страты существовали до токов ~ 120 ма, и в опытах, естественно, измерялись средние значения величин T_e , n_e , E и μ_e . При этом особое внимание обращалось на то, как изменяются эти величины при переходе положительного столба в однородное состояние. Как видно из рисунков 1—4, исчезновение и появление подвижных страт не сказывается заметным образом на средних значениях T_e , n_e , E и μ_e .

Подвижность электронов. Подвижность электронов может быть найдена из уравнения разрядного тока, что при бесселевском распределении n_e по радиусу дает

$$\mu_e = \frac{i}{1,36e_0 R^2 n_e(0) E} \quad (3)$$

различие увеличивается, указывая на возрастание роли ступенчатой ионизации.

Очевидно, ступенчатая ионизация должна привести к понижению электронной температуры. Учесть этот эффект можно, зная концентрацию возбужденных атомов и их распределение по сечению. В [7] обнаружено, что концентрация метастабильных атомов (n_a) в смеси Ag—Hg при $p_{Ag}=3,5$ мм рт. ст. и $p_{Hg}=7 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. в трубке диаметром 3,6 см, возрастая с ростом тока, при $i=100$ ма достигает насыщения. В [8] показано, что время жизни возбужденных атомов в подобном случае при $i=100$ и 300 ма значительно меньше диффузионного времени жизни, т. е. при больших токах разрушение возбужденных атомов происходит главным образом за счет соударений с электронами. В [9] предусматривается постоянство n_a по сечению. Тогда уравнение баланса носителей зарядов из [10] можно записать в следующем виде:

$$\frac{z_1}{\mu_1} + \frac{z_2 + z^*}{\mu_2} = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 \frac{kT_e}{e_0} \quad (2)$$

($\mu_{1,2}$ — подвижности ионов инертного газа и ртути в инертном газе). Для вычисления z^* предполагается: 1) что скорость ступенчатой ионизации выражается аналогично скорости прямой ионизации со значением ионизационного потенциала, равным ($V_i - V_{\text{возб}}$), где V_i — потенциал ионизации, а $V_{\text{возб}}$ — потенциал возбуждения; 2) что ионизация происходит только с наиболее заселенных уровней ртути 6^3P_0 и 6^3P_2 [7] и 3) что сечение ионизации с уровней 6^3P_0 и 6^3P_2 на порядок превосходит сечение прямой ионизации электронным ударом [11]. С учетом этих предположений получен ход $T_e(i)$, показанный на рис. 2 пунктиром. При этом для расчета были взяты значения подвижностей ионов инертных газов из [12], подвижностей ионов ртути в соответствующих инертных газах из [13], а значения n_a ртути на уровнях 6^3P_0 и 6^3P_2 из [7]. Как показано на рис. 2, при больших токах существует хорошее согласие между вычисленными и измеренными значениями T_e .

Следует упомянуть, что в [14] для смесей при близких к нашим условиям получено распределение электронов по скоростям, отличное от максвелловского. Но поскольку эти отступления от максвелловского распределения заметны лишь в области энергий 7—8 эв, а в данной работе происходит ступенчатая ионизация ртути через метастабильные уровни с потенциалами возбуждения 4,6 и 5,4 в, то влияние подобного отступления на результаты расчета не велико. Кривые зависимости $E(i)$ в смесях Ag и He со ртутью показаны на рис. 4. Характер этих кривых такой же, как и кривых $T_e(i)$.

Отметим, что при некоторых разрядных токах и давлениях паров ртути положительный столб имел слоистую структуру. Так, в Ag при $p_{Ag}=2$ мм рт. ст. и $p_{Hg}=6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. подвижные страты существовали до токов ~ 120 ма, и в опытах, естественно, измерялись средние значения величин T_e , n_e , E и μ_e . При этом особое внимание обращалось на то, как изменяются эти величины при переходе положительного столба в однородное состояние. Как видно из рисунков 1—4, исчезновение и появление подвижных страт не сказывается заметным образом на средних значениях T_e , n_e , E и μ_e .

Подвижность электронов. Подвижность электронов может быть найдена из уравнения разрядного тока, что при бесселевском распределении n_e по радиусу дает

$$\mu_e = \frac{i}{1,36e_0 R^2 n_e(0) E} \quad (3)$$

Теоретическое выражение для подвижности электронов при максвелловском распределении по скоростям имеет вид [15]

$$\mu_e = \frac{2}{3} \frac{e_0}{m} a \left(\frac{v}{Q_m} \right), \quad (4)$$

где m , v — масса и скорость электрона, $a = \frac{m}{2kT_e}$, Q_m — сечение передачи импульса [16].

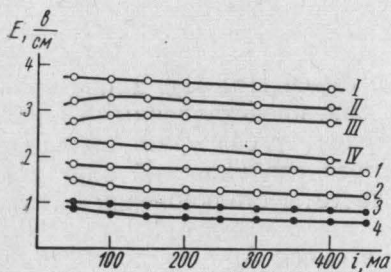


Рис. 4. Зависимость электрического поля от разрядного тока в смесях Ag—Hg и He—Hg (● — Ag, ○ — He). I—IV — обозначения те же, что и на рис. 2. 1—4 — $\rho_{\text{He, Ag}} = 0,5$ мм рт. ст., $\Phi_{\text{ТР}} = 3$ см; 1, 3 — $\rho_{\text{Hg}} = 6,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., 2, 4 — $\rho_{\text{Hg}} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

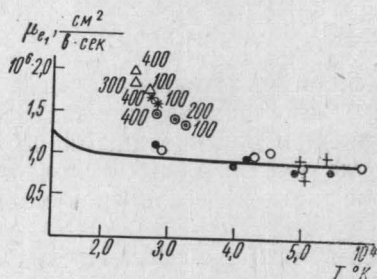


Рис. 5. Зависимость подвижности электронов μ_{e1} (при 1 мм рт. ст. и 0 °С) от электронной температуры в He и He—Hg. Сплошная кривая — значения μ_{e1} , рассчитанные по (4). Экспериментальные значения μ_{e1} в He: ● — $i = 400$ ма, ○ — $i = 300$ ма, † — $i = 200$ ма; в He—Hg при $\rho_{\text{Hg}} = 1,2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.: ⊙ — $\rho_{\text{He}} = 0,7$ мм рт. ст., * — $\rho_{\text{He}} = 1,3$ мм рт. ст., △ — $\rho_{\text{He}} = 2$ мм рт. ст. Цифры у точек указывают разрядный ток в ма

На основании имеющихся в литературе данных для $Qm_1(v)$ (при 1 мм рт. ст. и 0 °С) были взяты соответствующие аппроксимации [17—19] и [12] для He, Ne, Ar и Hg. Когда вклад атомов ртути в полное эффективное сечение столкновений электронов был мал, соударения электронов с атомами ртути не учитывались. В этом случае примесь ртути влияет на подвижность электронов только через электронную температуру. Для больших концентраций ртути, когда ее присутствие начинает заметно сказываться на значении полного эффективного сечения столкновений электронов, выражение для μ_e принимает вид

$$\mu_e = \frac{2}{3} \frac{e_0}{m} a \left(\frac{v}{\sum_i k_i Q_m^{(i)}} \right), \quad (5)$$

где $Q_m^{(i)}$ — сечение передачи импульса i -того компонента смеси, а k_i — его процентное соотношение в смеси.

По формуле (5) расчет производился для двух случаев: 96% He + 4% Hg и 98,6% Ar + 1,4% Hg. Результаты расчетов μ_{e1} (подвижности, приведенной к 1 мм рт. ст.) в чистом He, а также для смесей He—Hg и Ar—Hg по формулам (4) и (5) показаны на рис. 5 и в табл. 2. Кроме этого приводятся и значения μ_{e1} , вычисленные из (3) (μ_{e1} эксп.).

Таблица 2

Основной газ	$P_{\text{осн.газа}}$, мм рт. ст.	$P_{\text{Hg}} \cdot 10^3$, мм рт. ст.	i , ма	$T_e \cdot 10^{-4}$ °К	$\mu_{e1 \text{эксп}} \cdot 10^{-6}$, см ² /в.сек	$\mu_{e1 \text{теор}} \cdot 10^{-6}$, см ² /в.сек
He	0,6	25,2	100	1,22	1,01	0,8
			300	1,22	1,13	0,8
			400	1,22	1,17	0,8
Ar	0,45	6,1	100	1,6	1,41	1,39
			300	1,5	1,45	1,49
			400	1,5	1,46	1,49

Экспериментальные значения μ_{e1} в смеси He—Hg, приведенные на рис. 5, можно сравнивать с теоретическими, представленными на сплошной кривой и рассчитанными по формуле (4) без учета вклада ртути в Q_m , так как при этих условиях частота столкновений электронов с атомами ртути в десятки раз меньше частоты столкновений с атомами гелия.

Как видим, в чистом He, а также в смеси Ar—Hg рассчитанные и определенные из экспериментальных данных значения μ_{e1} находятся в удовлетворительном согласии друг с другом, что свидетельствует о правильности выбранных аппроксимаций $Q_m(v)$ и методики расчета. Однако в He—Hg вычисленные по (4), (5) и полученные из (3) значения μ_{e1} заметно расходятся, причем степень расхождения между ними увеличивается с ростом разрядного тока, а также при уменьшении содержания ртути. Можно предположить, что такое расхождение объясняется существованием электрофореза в радиальном направлении [4 и 20], а в этом случае перестает быть точным уравнение (3).

Экспериментальные значения T_e , n_e на оси, E и μ_e в He—Hg приведены в табл. 3 (диаметр трубки 3 см).

Таблица 3

P_{Ne} , мм рт. ст.	$P_{\text{Hg}} \cdot 10^3$, мм рт. ст.	i , ма	$T_e \cdot 10^{-4}$ °К	E , в/см	$n_e \cdot 10^{-10}$, см ⁻³	$\mu_e \cdot 10^{-6}$, см ² /в.сек
2,0	2,8	200	1,6	0,85	18	2,68
		300	1,6	0,84	28	2,62
		500	1,6	0,80	43	2,98
2,0	6,1	200	1,45	0,77	19	2,80
		300	1,45	0,76	29	2,77
		500	1,45	0,73	47,5	2,95
2,0	25,2	200	1,05	0,58	28	2,54
		300	1,05	0,54	41	2,8
		500	1,05	0,46	68	3,3
0,3	2,8	100	2,1	0,88	2,76	8,5
		200	2,1	0,87	5,52	8,54
		500	2,1	0,87	12,0	9,0
0,3	25,2	100	1,5	0,75	4,5	6,08
		200	1,5	0,73	9,35	6,02
		500	1,5	0,68	26,4	5,95

ЛИТЕРАТУРА

1. Verweij W. *Physica*, **25**, 980, 1959.
2. Фабрикант В. А., Бутаева Ф., Цирг И. *ЖЭТФ*, **8**, 35, 1938.
3. Каган Ю. М., Касмалиев Б. Тезисы доклада на 1-й Всесоюзной конференции по низкотемпературной плазме. Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 52.
4. Drüvesteun M. J. *Physica*, **2**, 255, 1935.
5. Клярфельд Б. Н. *ЖТФ*, **8**, 2012, 1938.
6. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М., Гостехиздат, 1950.
7. Kenty C. J. *Appl. Phys.*, **21**, No. 12, 1950.
8. Касабов Г., Фабрикант В. А. Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии. Изд-во Львовского ун-та, 1957.
9. Фабрикант В. А. *ЖЭТФ*, **8**, вып. 5, 1938.
10. Doggelo H. V., Alting H., Voers C. J. *Physica*, **2**, 959, 1935.
11. Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
12. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Атомиздат, 1961.
13. Chanin L. M., Biondi M. A. *Phys. Rev.*, **107**, No. 5, 1957.
14. Воробьева Н. А., Каган Ю. М., Миленин В. М. *ЖТФ*, **34**, вып. 3, 1964.
15. Сб. «Атомные и молекулярные процессы», под ред. А. Бейтса. М., «Мир», 1964.
16. Гвоздовер С. Д. *ЖТФ*, **8**, вып. 2, 168, 1938.
17. Каган Ю. М., Мустафин К. С. *ЖТФ*, **30**, вып. 8, 938, 1960.
18. Wojaszek K., Rademacher K. *Ann. d. Phys.*, **18**, 237, 1956.
19. Wojaszek K. *Beitr. Plasmaphys.*, **2**, 179, 1962.
20. Пекар Ю. А. *ЖТФ*, **36**, вып. 8, 1372, 1966.

Поступила в редакцию
30.10 1967 г.

Кафедра
электроники