

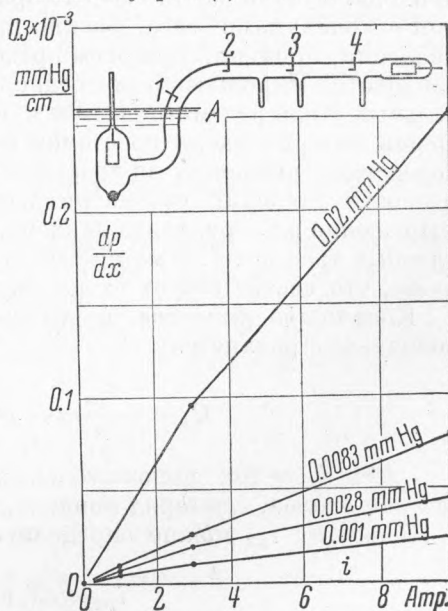
Б. Н. КЛЯРФЕЛЬД и И. А. ПОЛЕТАЕВ

ГРАДИЕНТ ДАВЛЕНИЯ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 28 III 1939)

Воздействие заряженных частиц на молекулы газа в разряде вызывает появление неоднородности давления. Этот эффект экспериментально исследован в инертных газах Гамбургером⁽¹⁾ и Рютенауером⁽²⁾. Объяснение ему было дано Лэнгмюром⁽³⁾ и затем развито для области диффузионного режима в разряде Дрювестейном⁽⁴⁾. К области весьма низких давлений относятся лишь материалы, недавно опубликованные Кэнти⁽⁵⁾. В настоящей работе исследовано изменение давления в ртутном разряде при различных условиях. При самых низких давлениях проведено сравнение экспериментальных данных с расчетом.

1. Метод измерения градиента давления. Катодная часть разрядной трубки (фиг.) помещалась в водяную баню, изменением температуры которой можно было регулировать давление ртутных паров. Это давление измерялось по температуре конденсации паров в боковых отростках трубки, которые погружались в водяные бани («точка росы»). Появление конденсации могло быть обнаружено с большой чувствительностью при быстром подогреве отростка по росту яркости разряда, происходящему из-за испарения сконденсировавшихся паров. Достигаемая при этом точность определения температуры конденсации составляет 0.5° . При переходе от температуры конденсации к давлению вводилась поправка для конденсации ртути на стекле, определенная Мэсоном⁽⁶⁾. При давлениях в 0.001 мм и ниже измерения производились с помощью ионизационных манометров, предварительно градуированных по давлению насыщенных паров ртути. При этом вводилась соответствующая поправка на явление термической эффузии.



Продольный градиент давления в положительном столбе. Диаметр столба — 32 мм.

2. Результаты измерений в однородном положительном столбе. Продольный градиент давления, измеренный с помощью двух отрошков, приведен на фигуре. Подбором температуры катодной бани достигалось для каждой серии измерений постоянство полусуммы давлений, определяемых в двух отрошках. При этом расстояние между отрошками выбиралось таким, чтобы различие в давлениях не превышало 40%. Как видно на фигуре, градиент растет несколько медленнее, чем пропорционально силе разрядного тока и приблизительно пропорционально давлению газа. Все приведенные данные относятся к трубке диаметром 32 мм. Градиент потенциала в положительном столбе, температура электронов и электронная концентрация могли быть измерены с помощью ряда цилиндрических зондов, расположенных в разных местах трубки, вдоль по ее оси. Результаты зондовых измерений, как и следовало ожидать, показывают: а) рост градиента потенциала, б) рост концентрации электронов и в) падение электронной температуры, происходящие по направлению от катода к аноду. Это подчеркивает необходимость учета продольного градиента давления при работах с большими силами разрядного тока*.

3. Сравнение экспериментальных значений продольного градиента давления с теоретическими. Для случая таких низких давлений, когда практически все положительные ионы проходят путь от места своего образования до стенок столба без соударений с молекулами газа, можно провести расчет продольного градиента давления, применяя при этом представления Лэнгмюра о природе этого градиента. Упрощающими предположениями при этом будут: 1) положительный столб рассматривается как однородный по сечению и 2) перемещения материи вдоль по столбу под действием электронных импульсов вследствие движения положительных ионов к катоду и в результате разности давлений рассматриваются как независимые друг от друга. Выражение для градиента давления получается при определении перечисленных трех потоков материи и при приравнивании суммы этих потоков нулю, что соответствует стационарному состоянию разряда.

Количество вещества, переносимого к катоду в виде положительных ионов — Q_1 , равняется:

$$Q_1 = -\frac{i_{px}}{e} m_p \quad (x \text{ растет к аноду}). \quad (1)$$

Здесь i_{px} — ток положительных ионов к катоду сквозь поперечное сечение столба, e — заряд иона, m_p — его масса.

Величину i_{px} можно определить из соотношения:

$$i_{px} = e N_e \bar{v}_{px} = \frac{eE}{2m_p} e N_e \bar{\tau}, \quad (2)$$

где N_e — число пар ионов и электронов, находящихся на 1 см длины столба, E — продольный градиент потенциала, $\bar{\tau}$ — средняя продолжительность движения положительных ионов от места их образования до стенок.

Подставив вместо $\bar{\tau}$, равную ему, обратную величину α — числа пар ионов, образованных в плазме каждым электроном в секунду, и заменив

* Для результатов, полученных одним из нас в предыдущей работе [ЖТФ, 7, 4017 (1937)] при самом низком применявшемся давлении 0.00022 мм, максимальное значение ошибки в величине давления, вызываемой наличием продольного градиента давления, не превышало 20%.

α через выражение, даваемое теорией цилиндрической плазмы низкого давления Лэнгмюра и Тонкса (7), получаем:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\alpha} = \frac{a}{s_0} \left(\frac{m_p}{2kT_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где T_e — электронная температура, a — радиус столба, k — постоянная Больцмана, s_0 — безразмерная постоянная, равная 0.7722.

Более точное рассмотрение показывает, что вместо среднего значения $\bar{\tau}$ нужно брать среднее квадратичное, однако возникающая вследствие этого ошибка в вычисляемой величине i_{px} невелика*.

Таким образом для Q_1 получаем:

$$Q_1 = -\frac{a}{s_0} \left(\frac{m_p}{8kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} eN_e E. \quad (4)$$

Количество газа Q_2 , переносимое к аноду под действием электронных импульсов, можно определить из силы, действующей на газовые молекулы, и сопротивления трубки течению газа, которое при низком давлении определяется формулой Кнудсена. Положительные ионы и электроны, находящиеся в столбе в практически равном числе, приобретают при движении в продольном поле равные, но противоположно направленные суммарные импульсы. Из-за небольшого числа столкновений положительных ионов с молекулами газа последние получают направленные к аноду импульсы только от электронов. Суммарная величина этих импульсов M на 1 см длины столба будет равна:

$$M = eEN_e\beta. \quad (5)$$

Здесь β представляет фактор, показывающий, какая часть электронных импульсов передается газу. Величина $(1-\beta)$ представляет часть электронных импульсов, передаваемых положительным ионам. Эта часть не может вызвать перемещения газа к аноду. Здесь мы пренебрегаем электронными импульсами, передаваемыми стенкам трубки при попадании на них электронов, рекомбинирующих там с ионами. Нетрудно показать, что эта часть составляет около 1% от M в парах ртути.

Таким образом Q_2 равняется:

$$Q_2 = \frac{4}{3} (2\pi\rho_1)^{\frac{1}{2}} a^3 \frac{eEN_e\beta}{\pi a^2}, \quad (6)$$

где $\rho_1 = \frac{m_p}{kT_g}$ — плотность газа при давлении в 1 бар.

* Интересно отметить, что, применяя для подвижности электронов в столбе уравнение Ланжевена:

$$i_{ex} = 0.75 e \frac{\lambda_e}{m_e} \left(\frac{\pi m_e}{8kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} eN_e E$$

и уравнения (2) и (3), получаем:

$$\frac{i_{ex}}{i_{px}} = 0.75 s_0 \sqrt{\pi} \frac{\lambda_e}{a} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{\lambda_e}{a} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

При низких давлениях ($p < 0.001$ мм) и при a , равном нескольким сантиметрам, отношение $\frac{i_{ex}}{i_{px}}$ в парах ртути будет превышать более чем на порядок величины

обычно приближенно принимаемое для него значение $\left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$!

Количество газа Q_3 , переносимое вследствие существования градиента давления, равняется:

$$Q_3 = -\frac{4}{3} (2\pi\rho_1)^{\frac{1}{2}} a^3 \frac{dp}{dx}. \quad (7)$$

Приравнявая $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 0$, получаем:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{eEN_e}{\pi a^2} \left(\beta - \frac{3}{16s_0} \sqrt{\frac{T_g}{T_e}} \right) = 1.19 \cdot 10^{-15} \frac{EN_e}{\pi a^2} \left(\beta - 0.43 \sqrt{\frac{T_g}{T_e}} \right). \quad (8)$$

Здесь T_g — температура газа, равная практически при низких давлениях температуре стенок. Численный коэффициент соответствует значениям E , выраженным в вольтах на см, и $\frac{dp}{dx}$ в мм Hg на см.

Величина β может быть определена соотношением:

$$\beta = \frac{N_0 q_0}{N_0 q_0 + N_e q_+}.$$

Здесь N_0 — число молекул на 1 см длины столба, q_0 — действующее сечение молекулы для передачи электронного импульса, q_+ — действующее сечение положительного иона.

Значение $(N_0 q_0 + N_e q_+)$ можно получить из формулы (7) работы Киллиана (8), q_+ — из формулы, выведенной Гвоздовером (9). Таким образом для β получаем:

$$\beta = 1 - 2.02 \cdot 10^3 \cdot \frac{i}{a_3 E T_e^{\frac{3}{2}}} \ln \frac{9}{4} \frac{k^2 T_e^2}{e^4 n_e^{\frac{3}{2}}}. \quad (9)$$

Сравнение экспериментальных и вычисленных по уравнениям (8) и (9) данных для $\frac{dp}{dx}$ дается в таблице. Величины, приведенные в этой таблице, представляют средние значения для рассматриваемого участка столба.

Среднее давление, мм Hg	i , А	N_e , $10^{11}/\text{см}$	E , см	T_e , °K	$\frac{dp}{dx}$ 10^{-5} мм Hg / см экспер.	$\frac{dp}{dx}$ 10^{-5} мм Hg / см вычисл.
0.0004	0.3	0.52	0.10	33.400	0.085	0.067
	1.0	1.84	0.11	30.400	0.16	0.21
	3.0	5.04	0.10	42.400	0.22	0.51
	10.0	17.9	0.06	44.500	0.36	0.87
0.001*	1.0	2.16	0.17	28.100	0.24	0.39
	3.0	7.85	0.165	28.000	1.0	1.38
	10.0	28.0	0.14	28.500	2.4	3.28

Из этих данных видно, что опытное значение $\frac{dp}{dx}$ при малых силах тока удовлетворительно совпадает с рассчитанным и начинает от него отличаться при больших токах. В настоящее время трудно выяснить, является ли причиной этого расхождения некоторая диффузность отражения элект-

* При давлении 0.001 мм Hg столкновения положительных ионов с молекулами при уходе на стенки могут вызвать ошибку в расчете не более 20%.

ронов от слоя у стенок (^{3,5,9})*, возрастающая с силой тока, или неоднородность разряда по сечению, или наконец еще какое-либо явление, неучтенное в расчете. Во всяком случае необходимо отметить, что при малых разрядных токах опытные данные хорошо объясняются при предположении зеркального отражения электронов от слоя пространственного заряда у стенок.

Нужно дополнительно отметить, что при самых низких давлениях ($p \approx 0.0005$ мм Hg) у места изгиба (точка *A* на фигуре) трубки образуется скачок потенциала, который можно измерить с помощью зондов *1* и *2*. Величина этого скачка быстро возрастает с силой разрядного тока от весьма малого значения до величины в несколько вольт и начинает вызывать значительное искажение всех характеристик в разряде. Так, градиент потенциала, измеренный зондами *2* и *4*, становится в 2.5 раза меньше при увеличении силы тока от 3 до 10 А и доходит до значений в 0.04 вольт на см. Характеристики электронных токов на зонды приобретают характерные искажения. При этом положительный столб теряет всякое подобие однородности по своей длине, и, естественно, применение сделанных расчетов становится невозможным.

Всесоюзный электротехнический институт.
Москва.

Поступило
28 III 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ L. Hamburger, Proc. Amst. Soc., **20**, 4043 (1917). ² A. Ruttenauer, ZS. Phys., **10**, 269 (1923). ³ J. Langmuir, Journ. Franç. Inst., **196**, 751 (1923).
⁴ M. Druvesteyn, Physica, **2**, 255 (1935). ⁵ C. Kenty, Journ. Appl. Phys., **9**, 765 (1938). ⁶ R. Mason, Journ. Appl. Phys., **9**, 431 (1938).
⁷ L. Tonks, J. Langmuir, Phys. Rev., **34**, 876 (1928). ⁸ T. Killian, Phys. Rev., **35**, 1238 (1930). ⁹ С. Гвоздовер, ЖЭТФ, **7**, 867 (1937).

* При желании обобщить формулу (8) учетом диффузности отражения электронов от слоя можно использовать предложенный Лэнгмюром коэффициент ϵ , выражающий часть импульса электронов, теряемую ими в объеме. (Этот коэффициент при выводе формулы (8) полагался равным единице.) Тогда в (8) вместо ϵ войдет произведение $\beta\epsilon$.