

Б. КЛЯРФЕЛЬД

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА В ПАРАХ КАЛИЯ

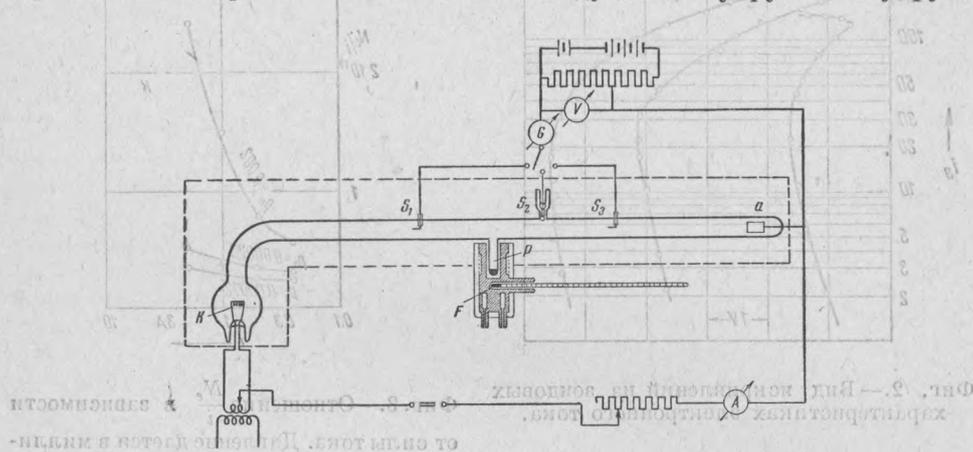
(Представлено академиком С. И. Вавиловым 27 X 1939)

Проверка пригодности существующих теорий положительного столба производилась до сих пор почти исключительно на ртутном разряде (^{1,2,3,4,5}). Выбор ртутных паров вызывался рядом различных причин, как простота создания чистых разрядных условий, удобство регулирования давления ртутных паров, незначительная величина вторичной эмиссии электронов из зондов под действием метастабильных атомов ртути и т. п. В предыдущей работе (⁵) нами было показано, что разработанная Лэнгмюром и Тонксом (²) теория плазмы низкого давления количественно правильно описывает явления в ртутном разряде, пока давление не достигает некоторой величины. (Как известно, при выводе этой теории принимается, что положительные ионы при движении от места своего образования до стенок столба не имеют соударений с молекулами газа, т. е. что давление достаточно низко.) Для надежного применения этой теории в случае любого одноатомного газа желательно провести проверку теории на разряде в другом газе или металлическом паре, отличающемся от ртутного пара величиной своих атомных констант. В качестве такого вещества был нами выбран калий, так как он обладает подходящим давлением насыщенного пара, его потенциал ионизации почти в $2\frac{1}{2}$ раза менее, чем у ртути, и кроме того, атом калия не имеет вообще метастабильных состояний, и поэтому измерение плотностей ионных токов может производиться без помех с этой стороны. Ниже описываются результаты исследования разряда в парах калия.

Разрядная трубка, диаметр которой равнялся 32 мм, содержала (фиг. 1) накаливаемый током спиральный вольфрамовый катод k , анод a , плоский зонд S_2 и осевые цилиндрические зонды S_1 и S_3 . Давление паров калия, помещающегося в остротке p , определялось по температуре массивного стакана из красной меди F . Температура этого стакана легко и быстро устанавливалась на желаемом уровне с помощью подогревной спирали с одной стороны и охлаждающего стакан тока воздуха, пропускаемого через кольцевой канал в толще меди, — с другой. Расположение остротка p приблизительно по середине между зондами S_1 и S_3 имело целью снизить влияние продольного изменения давления паров калия (⁶) на зондовые измерения.

Определение плотностей беспорядочных электронных токов, а следовательно, и электронных концентраций производилось, как и в предыдущих работах, по месту перегиба на полулогарифмической характери-

стике электронного тока. Использование для определения электронных концентраций характеристик $i_s^2 = f(U_s)$ (которые при ускоряющих полях для тонких цилиндрических зондов должны иметь прямолинейный вид) нами не производилось. Это было вызвано следующими соображениями. Теория зондовых токов при полях, ускоряющих заряженные частицы, для зондов цилиндрической и сферической формы была развита Лэнгмюром и Мст-Смисом, причем принималось, что зонд полностью поглощает (непосредственно или после неупругого соударения) все подходящие к нему заряженные частицы. Ряд работ (7, 8, 9), однако, показал, что значительная часть электронов отражается от металлических поверхностей упруго и уже не может быть собрана зондом. Часть неупруго отраженных электронов, имевших достаточные скорости перед вхождением в слой около зондов, также преодолевает после отражения задерживающее поле и удаляется от зонда. Так как и общий коэффициент отражения электронов и соотношение между числом упруго и неупруго



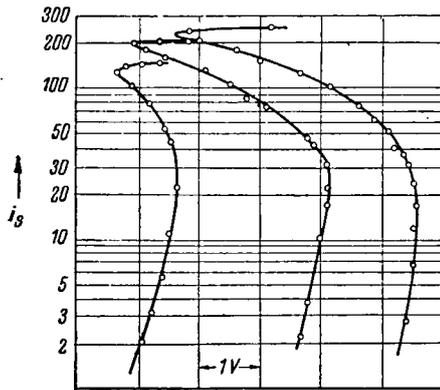
Фиг. 1.—Разрядная трубка для измерений.

отраженных электронов сильно зависят от электронных скоростей и от состояния поверхности металла, то определение концентраций электронов и потенциалов пространства из обработки характеристик $i_s^2 = f(U_s)$ может повести к серьезным ошибкам. Имеющиеся в литературе экспериментальные материалы также подтверждают это заключение.

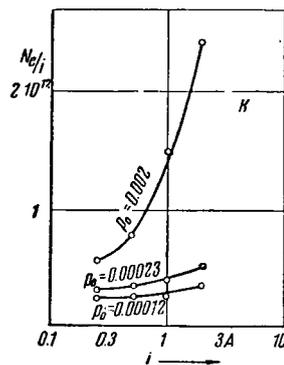
В качестве особенностей зондовых измерений в парах калия нужно отметить сильные искажения полулогарифмических характеристик электронного тока. Пример таких характеристик показан на фиг. 2. Эти искажения возникают только тогда, когда давление паров калия превышает 10^{-3} — 10^{-2} мм, и они имеют более резко выраженный характер при больших размерах зонда и при большом расстоянии зонд—анод. Причина этого явления заключается в том, что при больших зондовых токах и при постоянном значении разрядного тока, показываемого амперметром А (см. фиг. 1), сила тока на участке зонд—анод значительно падает, что вызывает (вследствие падающего характера зависимости градиента потенциала в столбе от силы тока) перемещение эквипотенциальных поверхностей вдоль по столбу к аноду. Вместе с этим происходит и отмеченное на фиг. 2 искривление характеристик, представляющее собою смещение потенциала пространства влево. Образованию столь сильных искажений именно в калиевом разряде способствует падающий характер зависимости градиента потенциала в столбе от силы тока, который особенно сильно выражен у щелочных металлов (когда

давления паров достаточно велики). Возрастание искажений с увеличением расстояния зонд—анод происходит вследствие увеличивающегося при этом смещения эквипотенциальных поверхностей. Описанные здесь искривления зондовых характеристик происходят в той или иной мере и при разряде в других газах. Не исключена возможность, что этим объясняется часть наблюдавшихся различными авторами отступлений от прямолинейности полулогарифмических характеристик электронного тока.

Теория плазмы низкого давления устанавливает количественную связь между следующими величинами: 1) плотностью ионного тока на изолированную стенку I_p и концентрацией электронов n_m по оси столба, 2) концентрацией электронов по оси столба и концентрацией их n_w



Фиг. 2.— Вид искривлений на зондовых характеристиках электронного тока.



Фиг. 3.—Отношение $\frac{N_e}{i_e}$ в зависимости от силы тока. Давление дается в миллиметрах ртутного столба.

у стенок, 3) отношением плотностей беспорядочного и направленного электронных токов B и отношением $\frac{I_p}{i}$, где i — разрядный ток в положительном столбе, и, наконец, 4) количеством пар ионов, образованных каждым электроном плазмы в секунду, α и электронной температурой. Проверка справедливости этих соотношений в калиевом разряде произ-

Разрядный ток 1 А; диаметр столба 32 мм

Температура от-ростка °С	Давление паров калия, отнесенное к 0°С, в мм Hg	Электронная температура °К	I_p эксп в мА/см ²	I_p выч в мА/см ²	$\frac{n_m}{n_w}$	$B_{\text{эксп}}$	$B_{\text{выч}}$	$\alpha_{\text{эксп}}$	$\alpha_{\text{выч}}$
137	0.00012	12 750	0.56	0.43	1.76	0.79	0.85	$126 \cdot 10^3$	$113 \cdot 10^3$
146	0.00023	8 900	0.60	0.56	1.75	0.96	0.92	91	95
177	0.0012	5 450	0.54	0.86	2.3	1.33	0.79	44	74
187	0.002	4 000	0.54	1.60	3.6	2.4	0.84	23	63

водилась точно таким же образом, как это было подробно описано ранее для ртутного разряда⁽⁵⁾.

Результаты проверки сведены в приведенную выше таблицу.

Разбор материалов приведенной таблицы показывает, что совпадение экспериментальных и вычисленных по теории Лэнгмюра-Тонкса данных весьма удовлетворительно при давлениях до $p_0 = 0.001$ мм. Возникающие при более высоких давлениях расхождения быстро возрастают и имеют предсказываемое теоретическими соображениями направление. Проведенное исследование этих расхождений при различных разрядных токах показало, что так же, как и в ртутном разряде, основной причиной расхождений служат соударения положительных ионов с атомами калия, происходящие при движении ионов к стенкам. В частности это выражается в том, что предельное давление, до которого справедлива в калии теория плазмы низкого давления, на порядок величины ниже, чем в плазме ртутного разряда; приблизительно в том же соотношении находятся и длины свободных путей заряженных частиц в парах калия и ртути.

Соотношение между I_p и n_m , предсказываемое теорией плазмы низкого давления, как показывают столбцы 4 и 5 таблицы, начинает в несколько раз отличаться от экспериментального значения уже при давлении в $2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. Однако это соотношение применялось Молером⁽¹⁰⁾ для цезиевого разряда, близкого по свойствам к калиевому, до давлений в 0.3 мм. При этом значения концентраций электронов по оси разряда, определенные Молером по экспериментальному значению I_p , должны были быть минимум на 1—2 порядка величины ниже, чем в действительности.

В столбце 6 таблицы дано отношение концентраций электронов по оси столба и у стенок. Как и требует теория плазмы низкого давления, это отношение при малых давлениях постоянно и при дальнейшем повышении давления быстро возрастает. С помощью величины $\frac{n_m}{n_w}$ при низких давлениях можно определить постоянную теорию плазмы η_0 , равную по величине $-\frac{eU_0}{kT_e}$, где U_0 — разность потенциалов между осевой частью столба и областью плазмы, прилегающей к границе плазмы у стенки. Точно так же, как и в случае ртутного разряда⁽⁵⁾, η_0 приблизительно в 2 раза менее, чем требует теория. Это расхождение вызвано тем, что у границы плазмы и слоя производная $\frac{\partial U}{\partial r}$ не равна минус бесконечности, как это приближенно предполагается в теории. С помощью экспериментально определенной величины η_0 можно вычислить отношение плотностей электронного и ионного беспорядочных токов у стенок.

Из соотношения Больцмана и однородности T_e по сечению столба мы имеем для отношения плотности беспорядочного электронного тока по оси I_{em} к плотности i_{ew} у стенок I_{ew} :

$$\frac{I_{em}}{I_{ew}} = \varepsilon \eta_0;$$

теория плазмы низкого давления дает

$$I_p = 2s_0 h_0 \left(\frac{m_e}{\pi m_p} \right)^{\frac{1}{2}} I_{em}^*.$$

* В случае низкого давления $s_0 = 0.7722$ и $h_0 = 0.35$. То обстоятельство, что на границе плазма — слой производная $\frac{\partial U}{\partial r}$ не равна минус бесконечности, несколько меняет значения s_0 и h_0 . Но так как s_0 уменьшается, а h_0 увеличивается, то произведение этих величин остается практически постоянным.

Отсюда

$$\frac{I_{cw}}{I_p} = \left(\frac{m_p}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2s_0 h_0 \varepsilon^{\eta_0}}.$$

Подставив для η_0 значение 0.6, найденное для ртути и калия, получаем для $\frac{I_{cw}}{I_p}$ значения, хорошо согласующиеся с опытными данными (для ртути $\frac{I_{cw}}{I_p} \approx 350$, для калия 160). Таким образом наблюдаемая

на опыте величина отношения $\frac{I_{cw}}{I_p}$ может быть удовлетворительно объяснена теорией плазмы Лэнгмюра-Тонкса без всяких дополнительных гипотез о характере распределения скоростей положительных ионов.

Экспериментальные и вычисленные значения α (см. столбцы 9 и 10 таблицы) хорошо совпадают друг с другом при низких давлениях. Ориентировочные вычисления действующего сечения для ионизации атомов калия Q_i из значений α показывают, что это сечение в несколько десятков раз превосходит значение Q_i , полученное для калия Функом⁽¹¹⁾. Применяя метод скрещенных атомных и электронных пучков, Функ определил Q_i и нашел его равным в максимуме функции ионизации $11 \text{ см}^2/\text{см}^3$. Результат Функа, однако, весьма удивителен, так как такое значение Q_i составляет только приблизительно 1% от полного действующего сечения калия для всех видов соударений, в то время как для ртути в соответствующих условиях Q_i составляет более половины полного сечения. Поэтому повторное определение Q_i экспериментальным путем крайне желательно.

В предыдущей работе⁽⁵⁾ нами было высказано предположение, что величина отношения числа электронов, находящихся на 1 см длины столба и силе разрядного тока $\frac{N_e}{i}$, будет сильно меняться для разряда в парах щелочных металлов с ростом тока. На фиг. 3 дается это отношение в калиевом разряде. Как видно из кривых, при давлении калиевых паров $p_0 = 0.002 \text{ мм}$ 8-кратное увеличение разрядного тока действительно вызывает 4-кратное увеличение $\frac{N_e}{i}$. Иными словами, в парах щелочных металлов, за исключением случаев чрезвычайно низких давлений, нельзя принимать даже в первом приближении пропорциональности между концентрацией электронов и силой тока.

Определение длины свободного пути электронов λ_e в калиевом разряде показало, так же, как это было найдено ранее для разрядов в парах Ag, He и Hg, что λ_e , определенная методом Киллиана*, весьма близка к данным, полученным непосредственными измерениями⁽¹²⁾, и именно равняется $1-1.5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{см}^3$ при $p_0 = 1 \text{ мм рт. ст.}$ С ростом разрядного тока λ_e заметно убывает. Вычисление действующего сечения положительных ионов из величины убывания λ_e с током^(13,5) в случае калия будет весьма неточным, так как рост тока вызывает заметное падение T_e , и следовательно, меняется не только концентрация положительных калиевых ионов, но и величины их действующего сечения и действующего сечения нормальных атомов. Все это делает проведение расчетов действующего сечения положительных ионов мало целесообразным.

* $\frac{1}{\lambda_e}$ — действующее сечение для передачи импульса электрона.

В заключение можно сделать тот общий вывод, что хорошее совпадение для разряда в парах ртути и калия уравнений теории плазмы Лэнгмюра-Тонкса с результатами их проверки методом зондов подтверждает, таким образом, и правильность теории плазмы низкого давления и полную пригодность метода зондов для количественного изучения разряда.

В экспериментальной части работы принимал участие Я. П. Жалостиб.

Всесоюзный электротехнический
институт

Поступило
14, X 1939

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. Langmuir a. H. Mott-Smith, Gen. El. Rev., 27 (1924). ² J. Langmuir a. L. Tonks, Phys. Rev., 34, 876 (1929). ³ T. Killian, Phys. Rev., 35, 1238 (1930). ⁴ J. Kömnick, Ann. d. Phys., 15, 273 (1932). ⁵ Б. Клярфельд, ЖТФ, 7, 1017 (1937); 8, 2012 (1938). ⁶ Б. Клярфельд и И. Полятаев, ДАН, XXIII, № 5, 459 (1939). ⁷ H. Farnsworth, Phys. Rev., 31, 405 (1928); 34, 677 (1929). ⁸ L. Haworth, Phys. Rev., 48, 88 (1935). ⁹ H. Bruining, Physica, 5, № 10, 913 (1938). ¹⁰ F. Mohler, B. S. Journ. Res., 21, 697 (1938); 21, 883 (1938). ¹¹ H. Funk, Ann. d. Phys., 4, 149 (1930). ¹² R. Brode, Phys. Rev., 34, 673 (1929). ¹³ C. Baeckner a. F. Mohler, B. S. Journ. Res., 10, 357 (1933).