

В. Л. ГРАНОВСКИЙ и Е. В. МЕРЗЛОУХОВА

О ГИСТЕРЕЗИСЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 9 II 1939)

Физические исследования электрического разряда в газах производятся обычно при постоянном токе. Теории газового разряда развиты почти исключительно для стационарного разряда. В применении наших общих сведений о разряде к разряду переменного или пульсирующего тока обычно опираются на допущение, что этот разряд при низкой частоте (например 50 Hz) является квазистационарным, т. е. что все параметры его в каждый момент времени определяются мгновенным значением силы разрядного тока.

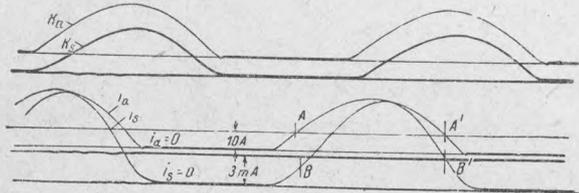
Существует однако ряд фактов, свидетельствующих о наличии нестационарных явлений в разряде низкой частоты. Сюда относится прежде всего известное различие в статических и динамических вольт-амперных характеристиках разряда (^{1,2}); с ним связано существование сдвига фаз между напряжением и током в разряде (^{3,4}), который мы можем характеризовать, как гистерезис вольт-амперной характеристики. Далее сюда следует отнести зависимость сопротивления разряда от частоты (⁴), зависимость длины страт от производной $\frac{di}{dt}$ (⁵) и ряд других явлений. Если исключить отсюда явления, возникающие от изменения плотности или состава газа вследствие нагревания разрядной трубки током или электрофореза, то основную роль в нестационарности разряда играет конечная скорость накопления и исчезновения ионов. Особенно существенна скорость деионизации, как более медленного процесса. Она должна в частности приводить к тому, что концентрация ионов в разряде и непосредственно зависящие от нее плотности хаотических токов ионов и электронов определяются не только силой разрядного тока, но также изменением последней величины со временем. Это заключение было подвергнуто нами экспериментальной проверке.

Для этого был произведен ряд опытов в ртутном разряде с жидким катодом при частоте $f=50$ Hz. Тип разрядной трубки и метод регулировки давления описаны в ряде работ нашего Института; подробное описание конструкции—см. работу одного из нас (⁶). С помощью шлейф-осциллографа снимались одновременно осциллограммы разрядного тока и ионного тока на цилиндрический зонд, помещенный по оси разряда ($\varnothing 0.5$ мм, $l=12$ см, $U=-30$ V).

На каждой осциллограмме помимо разрядного и зондового токов снимались еще: 1) линии масштабов разрядного тока i_a и зондового тока i_z , для чего цепи обоих шлейфов отключались от разрядной трубки и переключались на цепь постоянного тока; 2) контрольный снимок, при котором оба шлейфа соединялись параллельно и записывали одинаковую кривую. Последний снимок позволял проверить совпадение начальных положений

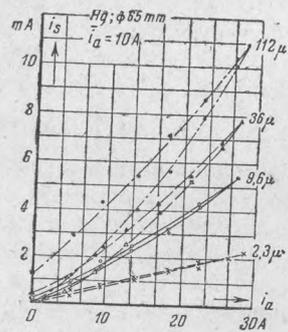
обоих шлейфов, а также сравнить их механическую инерцию и в случае необходимости определить величину соответствующей поправки.

Пример подобной осциллограммы дан на фиг. 1; условия разряда: трубка \varnothing 65 мм, давление паров ртути, приведенное к 0° , 36μ , средняя сила тока 10 А. Мы видим, что одинаковым значениям разрядного тока (точка A и A') соответствуют различные значения ионного тока (точки B и B'). Следовательно значение ионного тока не определяется

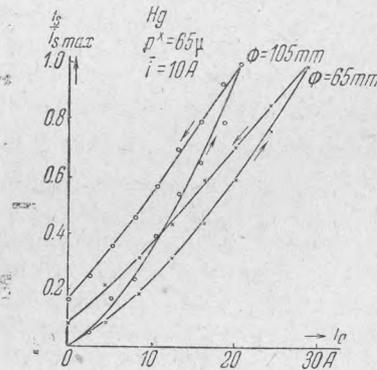


Фиг. 1.

однозначно силой разрядного тока: при возрастании i_a значение $i_s = i'_s$ меньше, чем при убывании i_a (i''_s). Для количественного изучения явления представим данные этой осциллограммы, как зависимость i_s от i_a (фиг. 2, вторая кривая сверху). Мы можем охарактеризовать результат, как существование гистерезиса ионного тока в разряде. Если численно измерять его величиной $\delta = (i''_s - i'_s) : \frac{i'_s + i''_s}{2}$, то мы найдем, что гистерезис в данном опыте положителен и возрастает к концу периода горения разряда. Этот результат качественно легко объясняется, если считать, что ионный ток



Фиг. 2.



Фиг. 3.

до некоторой степени характеризует плотность ионов в разряде. Мы можем тогда действительно истолковать наблюдаемое явление как следствие конечной скорости ионизации и деионизации газа. Естественно, что δ должно быть больше там, где больше $\frac{di}{dt}$, т. е. вдали от максимума i , что и имеет место в данном опыте и вообще во всех исследованных случаях при умеренной плотности разрядного тока.

Наше истолкование наблюдаемого явления приводит к выводу, что оно должно быть тем сильнее выражено, чем медленнее происходит деионизация газа, т. е. чем выше давление и чем больше размеры деионизируемого пространства. И то, и другое обстоятельства полностью подтвердились на опыте. На фиг. 2 представлены результаты, полученные в одной и той же трубке (\varnothing 65 мм) при различных давлениях: 2.3μ ; 9.6μ ; 32μ и 112μ . Мы видим, что с возрастанием давления гистерезис ионного тока возрастает не только по абсолютной, но и по относительной величине.

Так, при $\bar{i}_a = 10$ А мы находим, что при низких давлениях $\delta \sim 0.1$, при 32μ $\delta = 0.3$; при 112μ $\delta = 0.45$. Увеличение диаметра трубки влияет аналогичным образом. На фиг. 3 приведены результаты обработки осциллограмм, снятых в трубках $\varnothing 65$ мм и 105 мм при одинаковом давлении $p^* = 65 \mu$. В трубке $\varnothing 105$ мм гистерезис ионного тока выражен значительно сильнее, чем в трубке $\varnothing 65$ мм. Обе эти закономерности свидетельствуют в пользу истолкования найденного явления как следствия конечной скорости накопления и исчезновения ионов в газе.

При обсуждении этого результата нужно иметь в виду следующие соображения. Сила тока ионов на осевой зонд определяется в первую очередь концентрацией ионов по оси разряда n_0 . Сила разрядного тока $i_a = \varepsilon \bar{u}_e N_e$, где ε — элементарный заряд, $N_e = 2\pi \int_0^R n(r) \cdot r \cdot dr$ — число электронов на 1 см длины разряда, $n(r)$ — их концентрация на расстоянии r от оси, \bar{u}_e — средняя компонента скорости электронов вдоль оси разряда. Далее, $\bar{u}_e = bX$, где X — продольный градиент потенциала, b — подвижность электронов, обычно слабая функция X . В свою очередь X связан с напряжением на трубке U_a , поэтому из хорошо известного сдвига кривой U_a относительно i_a следует, что скорость дрейфа электронов \bar{u}_e в первую половину периода горения должна быть выше, чем во вторую. Следовательно должен существовать также сдвиг во времени между i_a и N_e *. При этом, так как X опережает i_a , то N_e должно отставать от i_a . Далее, при нестационарном разряде N_e (число ионов или электронов на 1 см длины разряда) не должно быть обязательно пропорционально концентрации ионов у оси n_0 . При низких давлениях рекомбинация ионов идет почти исключительно у стенок, в то время как ионизация происходит во всем сечении. Поэтому возможны случаи, когда при нарастании разрядного тока поперечный градиент концентрации будет меньше, чем при уменьшении его; иными словами, при $\frac{di_a}{dt} > 0$ кривая распределения концентрации по сечению более полого, при $\frac{di_a}{dt} < 0$ — более крута. В таком случае в первую половину периода горения отношение $\frac{n_0}{N_e}$ будет меньшим, чем во вторую половину.

Это обстоятельство скажется на сдвиге n_0 по отношению к разрядному току в том же направлении, как и изменение направленной скорости электронов.

Таким образом два различных обстоятельства делают возможной неоднозначную связь между концентрацией ионов по оси разряда и силой разрядного тока. Оба они в последнем счете коренятся в конечной скорости деионизации газа. Их совместный результат, проявляющийся в описанном выше явлении, представляет характерный пример неквазистационарности электрического разряда низкой частоты.

Всесоюзный электротехнический институт.
Москва.

Поступило
9 II 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ H. Th. Simon, Phys. ZS., 7, 433 (1906). ² D. Roschansky, Phys. ZS.; 9, 627 (1908). ³ Обзор старых работ — см. Graetz, Handb. d. Elektr. u. Magn., B. III, ст. G. Gehlhoff'a, S. 885. ⁴ B. Klarfeld, ZS. für Phys., 38, 289 (1926). ⁵ Fischer, Phys. ZS., 14, 703 (1914). ⁶ В. Грановский, Изв. Акад. Наук, сер. физич., № 4, 419 (1938).

* Определить его, как сдвиг фаз, строго говоря, нельзя, так как кривые несинусоидальны и разность фаз между ними непостоянна.