

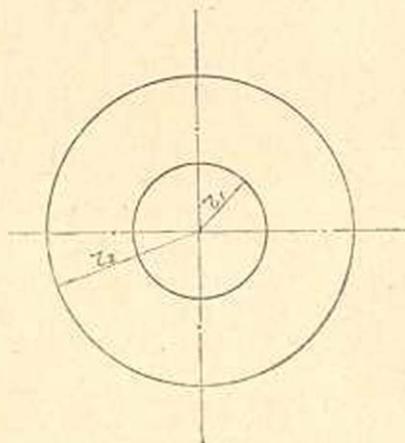
А. М. Резикий

Газоразрядный стабилизатор сильных постоянных токов

Введение

Целью настоящей статьи является теоретическое обоснование стабилизатора сильных постоянных токов, основанного на принципе использования тлеющего разряда находящегося в магнитном поле.

Для разъяснения механизма стабилизации, представим себе два коаксиальных цилиндра, объем между которыми заполнен газом низкого давления фиг. 1. При определенной разности потенциалов приложенных к электродам трубки, и при наличии магнитного поля, силовые линии которого направлены параллельно оси трубки, в возникающем тлеющем разряде заряды движутся от одного электрода к другому по спирали. Таким образом заряды будут иметь тангенциальную составляющую скорости. Образовавшийся при этом момент вращения зарядов передается газу и газ приводится во вращение. Некоторая часть момента зарядов передается электродам, однако в расчетах этим мы пренебрегаем, т. к. при давлениях газа в несколько миллиметров ртутного столба, скорости зарядов падающих на электроды малы.



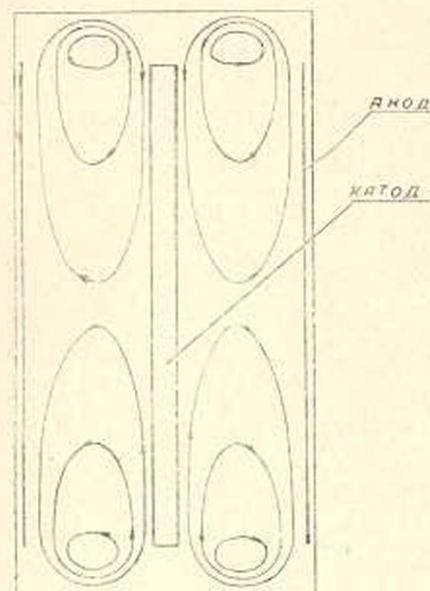
Фиг. 1.

По мере увеличения плотности разрядного тока и напряженности магнитного поля, газ достигает больших скоростей вращения, вследствие чего появляется большая центробежная сила препятствующая образованию турбулентных движений.

Скорость вращения газа уменьшается у концов разрядной трубки из-за трения его об изолирующие пластины соединяющие цилиндрические электроды, поэтому перепад давления газа между осью и периферией у концов трубки меньше, чем в середине. Это приводит к образованию осевых газовых потоков, которые уменьшаются при уда-

лении от концов (фиг. 2). Если условия у обоих концов трубки одинаковы, то эти потоки взаимно ослабляются. На не очень больших расстояниях от концов трубки, как осевыми потоками так и изменением скорости вращения газа можно пренебречь.

С увеличением напряженности магнитного поля происходит более сильное закручивание зарядов вокруг силовых линий, что приводит к увеличению внутреннего сопротивления трубки и к уменьшению разрядного тока.



Фиг. 2.

Это явление можно использовать для стабилизации сильных постоянных токов. Действительно, пусть соленоид в котором находится разрядная трубка питается током разряда, т. е. газоразрядный промежуток и соленоид соединены последовательно. В такой системе изменение напряжений на концах ее не приводит к заметному изменению силы тока, т. к. при увеличении питающего напряжения, из-за роста силы тока, повышается напряженность магнитного поля, что в свою очередь увеличивает внутреннее сопротивление трубки и этим препятствует дальнейшему росту

силы тока. При уменьшении же питающего напряжения явления будут протекать в обратном направлении.

Стабилизаторы, построенные на этом принципе, могут иметь различную мощность в зависимости от длины разрядной трубки.

§ 1. Электромагнитное вращение газа

Пусть имеем установившееся вращение газа, для расчета скорости которого рассмотрим идеальный случай, когда цилиндры имеют бесконечную длину.

При токе на единицу длины цилиндра i и магнитном поле B , вследствие симметрии задачи, скорость газа v зависит от r . Полагая, что импульс зарядов полностью передается газу и обозначая динамическую вязкость газа через η , мы можем определить момент передаваемый зарядами массе газа отстоящей от центра на расстоянии r так:

$$J = -2\pi\eta r^2 \frac{dv}{dr}.$$

Так как электроды закреплены, то скорость газа на поверхности электродов равна нулю, т. е. $v_{r=r_1} = 0$ и $v_{r=r_2} = 0$. Заменяя линейную скорость на угловую ω из соотношения $v = \omega r$ и имея в виду, что придав-

лении, имеющем место в приборе, скольжение газа отсутствует, можно написать момент J в другом виде:

$$J = -2\pi\eta r^2 \frac{d\omega}{dr}$$

Поэтому приращение момента будет иметь вид:

$$dJ = -2\pi\eta d\left(r^2 \frac{d\omega}{dr}\right), \quad (1.1)$$

Оно вызвано электромагнитным моментом действующим на длине dr , поэтому имеем:

$$dJ = iBrd r. \quad (1.2)$$

Из (1.1) и (1.2) получаем дифференциальное уравнение характеризующее движение газа в простом виде:

$$\frac{iB}{4\pi\eta} d(r^2) + d\left(r^2 \frac{d\omega}{dr}\right) = 0, \quad (1.3)$$

граничные условия которого будут:

$$\omega_{r=r_1} = 0 \quad \omega_{r=r_2} = 0.$$

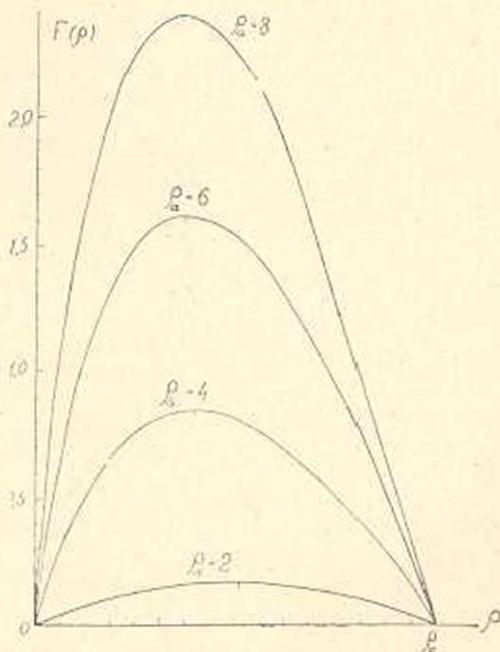
Решение уравнения (1.3) имеет следующий вид:

$$v = \frac{iB}{4\pi\eta} r_1 F(\rho),$$

$$\text{где} \quad F(\rho) = \left(\rho - \frac{1}{\rho}\right) \frac{\rho a^2}{\rho a^2 - 1} \ln \rho a - \rho \ln \rho \quad (1.4)$$

$$\rho = \frac{r}{r_1}, \quad \rho a = \frac{r_2}{r_1}.$$

Функция $F(\rho)$ характеризует относительное изменение скорости газа. Эта функция приведена на фиг. 3, для различных значений ρa . На кривых, черточками показаны те значения ρ , для которых $F(\rho)$, т. е. скорость газа, имеет максимальное значение. Как видно из кривых, при возрастании ρa , место максимальной скорости приближается к внутреннему электроду, т. к. внутренний электрод, вследствие своей малой поверхности, создает меньшее трение газу, чем внешний электрод.



Фиг. 3.

§ 2. Теория разряда в магнитном поле

Рассмотрим движение зарядов в разряде при наличии магнитного поля. Введем следующие обозначения: v_r^- и v_r^+ — средние радиальная и тангенциальная скорости для электронов, соответственно v_r^+ и v_r^- для ионов¹, b_1 и b_2 — подвижности электронов и ионов. E — напряженность электрического поля.

Радиально направленная сила, действующая на ион, будет:

$$e(E - v_r^+ B) = \frac{e}{b_2} v_r^+, \quad (2.1)$$

а на электрон:

$$e(E - v_r^- B) = \frac{e}{b_1} v_r^-. \quad (2.2)$$

Тангенциально направленная сила, действующая на ион, будет:

$$e v_r^+ B = \frac{e}{b_2} (v_r^+ - v), \quad (2.3)$$

а на электрон:

$$e v_r^- B = \frac{e}{b_1} (v_r^- - v), \quad (2.4)$$

где сила выражается через разность скоростей заряда и движущего газа, причем скорость зарядов превышает скорость газа.

В рассматриваемом разряде количества электронов и ионов принимаются равными и плотности их обозначаются через Λ^2 . Тогда уравнение плотности тока можно написать в следующем виде:

$$j = Ne(v_r^- + v_r^+), \quad (2.5)$$

где плотность тока j выражается через ток i отнесенный на единицу длины цилиндра следующим образом:

$$2\pi r j = i. \quad (2.6)$$

Решая совместно уравнения (2.1), (2.2), (2.3) и (2.4) получаем интересные нас величины:

$$v_r^+ = \frac{E - vB}{1 + b_2^2 B^2} b_2, \quad (2.7)$$

$$v_r^- = \frac{E - vB}{1 + b_1^2 B^2} b_1. \quad (2.8)$$

Из уравнений (2.5), (2.7) и (2.8) получим выражение для напряженности электрического поля:

¹ Наличие отрицательных ионов пренебрегаем.

² Слишком большие напряженности магнитного поля недопустимы, т. к. этим можно нарушить основное свойство плазмы — ее нейтральность, для которого наши выводы имеют силу.

$$E = vB + \frac{j}{Ne(b_1 + b_2)} \left[1 + \frac{b_1^2 b_2^2 B^4 + (b_1^2 + b_2^2 - b_1 b_2) B^2}{1 + b_1 b_2 B^2} \right]. \quad (2.9)$$

При отсутствии магнитного поля движение газа отсутствует, и уравнение (2.9) дает нам необходимую напряженность E_0 для случая разряда без магнитного поля:

$$E = \frac{j}{Ne(b_1 + b_2)} = E_0. \quad (2.10)$$

Из выражений (2.9) и (2.10) видно, что при наличии магнитного поля напряженность электрического поля возрастает.

Используя соотношение (2.10) приведем уравнение (2.9) к следующему виду

$$E = vB + E_0 \left[1 + \frac{b_1^2 b_2^2 B^4 + (b_1^2 + b_2^2 - b_1 b_2) B^2}{1 + b_1 b_2 B^2} \right]. \quad (2.11)$$

Первый член в правой части уравнения (2.11) обусловлен наличием трения при вращении газа, второй член, в скобке, возникает за счет трения между носителями заряда и нейтральным газом. В приведенном расчете не учтено трение между носителями заряда, которое мало вследствие их малой концентрации.

Подставляя в уравнение (2.11) значение v из уравнения (1.4) и интегрируя от r_1 до r_2 , т. е. от 1 до ρ_a , получим величину напряжения V приложенного к электродам разрядной трубки в следующем виде:

$$V = \frac{iB^2 r_1^2}{4\pi\gamma} \left(\frac{\rho_a^2 - 1}{4} - \frac{\rho_a^2}{\rho_a^2 - 1} \ln^2 \rho_a \right) + V_0 \left[1 + \frac{b_1^2 b_2^2 B^4 + (b_1^2 + b_2^2 - b_1 b_2) B^2}{1 + b_1 b_2 B^2} \right]. \quad (2.12)$$

При интегрировании мы обозначили:

$$r_1 \int_1^{\rho_a} E_0(\rho) d\rho = V_0,$$

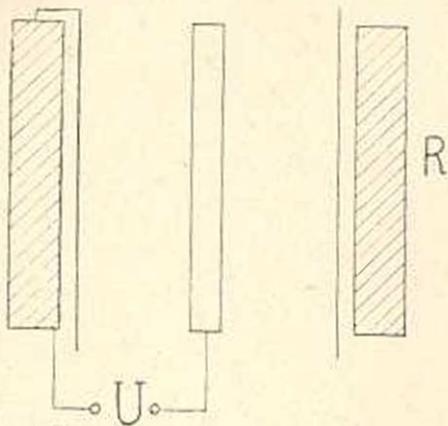
где V_0 — напряжение приложенное к электродам трубки при отсутствии магнитного поля.

Известно, что V_0 есть функция от γ , представляющем отношение электронного и ионного токов на поверхности катода.

Величина γ уменьшается с увеличением напряженности магнитного поля, вследствие увеличения угла падения ионов на поверхность катода, последнее приводит к значительному снижению выхода электронов, т. е. уменьшению общего разрядного тока.

§ 3. Стабилизация тока

Представим теперь, что магнитная катушка, в которой находится разрядная трубка, питается разрядным током, т. е. газоразрядный промежуток и магнитная катушка соединены последовательно (фиг. 4). Полное напряжение при этом будет:



Фиг. 4.

$$U = Ai + V, \quad (3.1)$$

где i есть ток на единицу длины разрядной трубки, а в A входят активное сопротивление магнитной катушки и внешней нагрузки, если она также соединена последовательно с цепью. А также в A входит множитель характеризующий длину разрядной трубки.

Уравнения (2.12) и (3.1) дают:

$$U = Ai + \frac{iB^2 r_j^2}{4\pi\eta} \left(\frac{\rho_a^2 - 1}{4} - \frac{\rho_a^2}{\rho_a^2 - 1} \ln^2 \rho_a \right) + V_0 \left[1 + \frac{b_1^2 b_2^2 B^4 + (b_1^2 + b_2^2 - b_1 b_2) B^2}{1 + b_1 b_2 B^2} \right]. \quad (3.2)$$

Для упрощения расчетов мы будем пренебрегать изменением η и полагать, что V_0 не зависит от B . А в случае сильных токов можно пренебречь первым членом и так же единицей по сравнению с $b_1 b_2 B^2$.

После переноса постоянного слагающего в левую сторону, уравнение (3.2) упрощается и принимает следующий вид:

$$U^2 = a_1 i B^2 + a_2 B^2, \quad (3.3)$$

где

$$a_1 = \frac{r_j^2}{4\pi\eta} \left(\frac{\rho_a^2 - 1}{4} - \frac{\rho_a^2}{\rho_a^2 - 1} \ln^2 \rho_a \right) \\ a_2 = b_1 b_2 V_0.$$

Для удобства, введем коэффициент K — обратный коэффициенту стабилизации:

$$K = \frac{i}{V^2} \frac{dV^2}{di}. \quad (3.4)$$

Используя уравнение (3.3) мы получим¹:

¹ Зависимость B от i , которая появляется вследствие ограниченной длины катушки, пренебрегаем.

$$K = \frac{1}{1 + \frac{a_2}{a_2} \frac{1}{i}} + 2 \frac{i}{B} \frac{dB}{di} \quad (3.5)$$

Вследствие пропорциональности i к H мы можем написать выражение (3.5) в следующем виде:

$$K = \frac{1}{1 + \frac{a_2}{a_2} \frac{1}{H}} + 2 \frac{H}{B} \frac{dB}{dH} \quad (3.6)$$

В выражение (3.6), как видно, входят статическая и динамическая магнитные проницаемости, поэтому его можно представить в другом виде:

$$K = \frac{1}{1 + \frac{a_2}{a_2} \frac{1}{H}} + 2 \frac{\mu_{\text{дин}}}{\mu_{\text{стат}}} \quad (3.7)$$

В случае $\frac{a_2}{a_2} \frac{1}{H} \ll 1$ мы получим:

$$K_1 = 1 + 2 \frac{\mu_{\text{дин}}}{\mu_{\text{стат}}} \quad (3.8)$$

Этот случай сильно увеличивает диаметр разрядной трубки. В случае $\frac{a_2}{a_2} \frac{1}{H} \ll 1$ имеем:

$$K_2 = 2 \frac{\mu_{\text{дин}}}{\mu_{\text{стат}}} \quad (3.9)$$

При отсутствии сердечника в магнитной катушке выражения (3.8) и (3.9) дают $K_1 = 3$, $K_2 = 2$.

Таким образом для коэффициента стабилизации получаем упрощенное соотношение:

$$K^1 = \frac{\mu_{\text{стат}}}{2\mu_{\text{дин}}} \quad (3.10)$$

В приведенной задаче, ради простоты расчетов, не учтен ряд обстоятельств, которые могли бы улучшить коэффициент стабилизации K^1 . Так например, не учтены реактивное сопротивление системы и изменение γ в зависимости от магнитного поля.

В заключении приношу благодарность доктору физ. мат. наук В. М. Харитонову за обсуждение настоящей работы, а также Э. О. Агасяну за помощь в работе.

Ե. Մ. Ռեզիկյան

ՌԻԺԵՂ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԻ ԳԱԶԱՊԱՐՊՈՒՄԱՅԻՆ
ՍՏԱԲԻԼԻԶԱՏՈՐ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Աշխատությունն մեջ բերված է հոսանքի ստարիլիզատորի նոր տեսակի տեսական հիմնավորումը: Ստարիլիզատորը իրենից ներկայացնում է ցածր ճնշման գազային խողովակ, որի մեջ տեղադրված են երկու համառանցք մետաղյա զլանային էլեկտրոդներ: Էլեկտրոդների միջև անցնող հոսանքը ստաշացնում է մաքմանը էլեկտրական պարպում: Նրա գազային խողովակը տեղադրված է աջակտի մագնիսական կոճի դաշտում, որի ուժազմերը դադանու են զլանների ստանցքին, լիցքերի տեղափոխումը մեկ էլեկտրոդից մյուսին կատարում է սպիրտային գծերով: Մագնիսական դաշտի լարվածությունը մեծացնելու դեպքում, այդ լիցքերը տեղափոխվում են ավելի կորացած գծերով, որի հետևանքով գազային խողովակի ներքին դիմադրությունը մեծանում է, իսկ գազապարպման հոսանքը՝ փոքրանում: Այս երևույթը օգտագործված է հաստատուն հոսանքը ստարիլիզացիայի ենթարկելու համար:

Տվյալ ստարիլիզատորի ստարիլիզացիոց հոսանքի ուժի մեծությունը համեմատական է գազապարպման խողովակի երկարությանը:

Ասանց միջուկի մագնիսական կոճի դեպքի համար ստարիլիզացիայի գործակիցը $K^1 = 0,3 - 0,5$:

Միջուկ պարունակող մագնիսական կոճով ստարիլիզատորի ստարիլիզացիայի գործակցի համար ստացված է հետևյալ պարզ արտահայտությունը

$$K^1 = \frac{\mu_{\text{տ.}}}{2\mu_{\text{դ.}}},$$

որտեղ $\mu_{\text{տ.}}$ և $\mu_{\text{դ.}}$ իրենցից ներկայացնում են մագնիսական կոճի միջուկի նյութի ստատիկ և դինամիկ մագնիսական թափանցելիությունները:

ЛИТЕРАТУРА

1. Beeck O. Ann. Physik, 6, 1001, 1930.
2. Beeck O. Physik, Z., 35, 36, 1934.
3. Varney R. Phys. Rev., 50, 159, 1936.
4. Канюс Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, М.—Л., 1947.
5. Зиндель А. и Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах, I, ОНТИ, М.—Л., 1936.
6. Alfven H. Cosmical electrodynamics, Oxford, 1950.