ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА

Том 149 1966

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ИОННО-КОНВЕКЦИОННОГО ГЕНЕРАТОРА

В. Д. ЭСЬКОВ

(Представлена научным семинаром кафедры теоретических основ электротехники)

В настоящее время в связи с бурным развитием ядерной физики и исследований космического пространства возрос интерес к электростатическим генераторам и, в частности, к генераторам ионно-конвекционного типа, как к источникам высокого напряжения.

Ионно-конвекционный генератор (ИКГ) при невысоком к. п. д. обладает целым рядом преимуществ, которые могут оказаться важными при рассмотрении вопроса о его практическом применении. Принцип работы его подобен принципу работы генератора Ван-де-Граафа, но в качестве переносчиков зарядов используются газ или жидкость. Как и другие электростатические генераторы, ИКГ состоит из источника зарядов (ионизатор), пространства переноса их (рабочая часть) и приемника зарядов (коллектор).

Ионизация газа может производиться либо с помощью коронного разряда [1], либо с помощью радиоактивного излучения [3] с последующей сепарацией электронов. Коллектор может быть выполнен в виде системы металлических трубок или сеток, помещенных внутри сферической оболочки для выполнения условий цилиндра Фарадея и во избежание коронирования при получении высоких напряжений. Самой же важной частью является рабочая, теоретическое рассмотрение свойств которой и входит в задачу нашей статьи.

Теория переноса зарядов

Установка, изображенная на рис. 1, состоит из цилиндрической трубы с внутренним радиусом $v=R$ и длиной $z=l$, выполненной из полупроводящего материала с нелинейной характеристикой. Внутри нее прогоняется газ с диэлектрической постоянной ε, который движется со средней скоростью v, причем последняя полагается постоянной во времени. На участке $z=0$ в поток газа вводятся ионы с подвижностью κ, коллектор при $z=l$ отводит их в нагрузку, включенную между коллектором и ионизатором. Заряды распределяются в объеме ИКГ с объемной плотностью ρ, а их движение составляет ток с плотностью δ. Потенциал коллектора, который зависит от плотности тока δ и проводимости внешней нагрузки G, полагаем равным $U_{н}$; в системе существует электрическое поле с напряженностью E.

Если считать установившийся режим ИКГ квазистатическим процессом, то наша задача сводится к совместному разрешению двух уравнений: уравнения Пуассона $\nabla^2 U = -\frac{\rho}{\varepsilon}$ и принципа непрерывности электрического тока $div\,\bar{\delta} = 0$. В силу осевой симметрии нашей установки в этих выражениях $\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0$ и $\frac{\partial \delta_\varphi}{\partial \varphi} = 0$, тогда имеем:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\delta_r) + \frac{\partial \delta_z}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

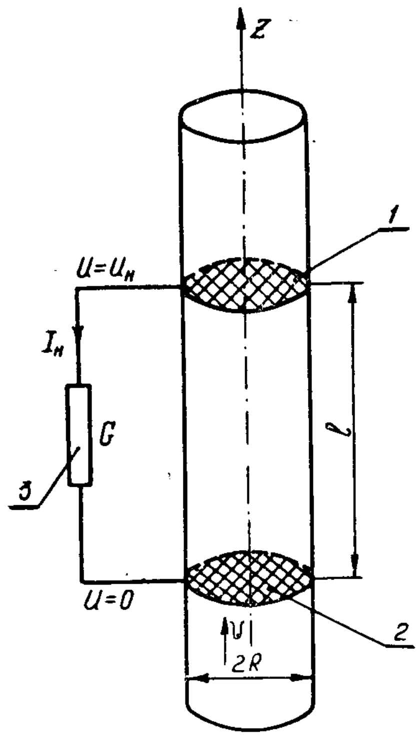

Рис. 1. Принципиальная схема ИКГ.
1 — коллектор, 2 — ионизатор, 3 — нагрузка.

где δ_r и δ_z — радиальная и осевая составляющие плотности тока.

Учитывая, что согласно [Л—1],

$$\delta_r = -k\rho\frac{\partial U}{\partial r}, \quad (3а)$$

$$\delta_z = \rho\left(v - k\frac{\partial U}{\partial z}\right), \quad (3б)$$

Из (1) и (2) получаем:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial r}\cdot\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\rho^2}{\varepsilon} + \left(\frac{v}{k} - \frac{\partial U}{\partial z}\right)\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Если рассмотреть изолированное облако газа, имеющее форму цилиндра бесконечно большой длины, которое расширяется под действием сил отталкивания содержащихся в нем зарядов одного знака, то оказывается, что при $\rho = \mathrm{const}$ в момент времени $t = 0$ объемная плотность зарядов будет уменьшаться с течением времени в равной степени во всех точках пространства, занятого газом.

Поскольку и в нашей установке $l \gg R$, то в первом приближении мы можем считать, что ρ не зависит от r, т. е. $\frac{\partial \rho}{\partial r} = 0$.

Стремление получить при прочих равных условиях более высокое напряжение на выходе генератора требует равномерного распределения потенциала вдоль его стенок. Наличие на боковой поверхности рабочей части ИКГ полупроводящего слоя с нелинейной вольтамперной характеристикой позволяет достигнуть этого. Расчеты показывают, что для выполнения краевых условий $U = 0$ при $z = 0$ и $U = U_н$ при $z = l$ осевая составляющая напряженности поля E_z должна зависеть от r и z, но эта зависимость сказывается достаточно ощутимо лишь на участках длиной порядка радиуса вблизи ионизатора и коллектора. Поэтому в первом приближении можно считать $\frac{\partial U}{\partial z} = \mathrm{const}$ во всем объеме пространства переноса зарядов.

Принимая во внимание принятые выше приближения, из уравнений (1) и (4) получим соответственно:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rE_r) = \frac{\rho}{\varepsilon}, \tag{5}$$

где $E_r = -\dfrac{\partial U}{\partial r}$ — радиальная составляющая напряженности электрического поля, и

$$\frac{\rho^2}{\varepsilon} + \left(\frac{v}{k} + E_z\right)\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0. \tag{6}$$

Интегрируя (5) по r в пределах от 0 до r, получаем

$$E_r = \frac{\rho r}{2\varepsilon}.$$

Интегрирование (6) по z в пределах от 0 до z дает

$$\rho = \rho_0\left[1 + \frac{\rho_0 z}{\varepsilon\left(\dfrac{v}{k} + E_z\right)}\right]^{-1}, \tag{7}$$

где ρ_0 — объемная плотность заряда при $z = 0$, которая определяется возможностями ионизатора.

Отсюда, возвращаясь к уравнению (3б), находим

$$\delta_z = k\rho_0\left(\frac{v}{k} + E_z\right)\left[1 + \frac{\rho_0 z}{\varepsilon\left(\dfrac{v}{k} + E_z\right)}\right]^{-1}. \tag{8}$$

Можно подсчитать и тормозящее давление ионов P_1, определяемое, согласно [2], по формуле

$$\operatorname{grad} p_1 = \frac{dp_1}{dz} = \rho E_z, \tag{9}$$

которое является следствием преобразования механической энергии в электрическую и при подсчете затраченной мощности прибавляется к гидродинамическим потерям в системе, так как E_z направлена против потока газа. Интегрируя уравнение (9) по z в пределах от 0 до l, получаем

$$p_1 = \varepsilon E_z\left(\frac{v}{k} + E_z\right)\ln\left[1 + \frac{\rho_0 l}{\varepsilon\left(\dfrac{v}{k} + E_z\right)}.\right] \tag{10}$$

В выражения (7), (8), (10) в качестве неизвестной величины входит E_z, которая может быть найдена из краевых условий. При $z = l$ по закону Ома имеем:

$$U_н G = I_н, \tag{11}$$

где $I_н$ — ток в нагрузке.

Так как в пределах наших приближений δ_z не зависит от r то

$$I_н = \delta_l S, \tag{12}$$

где δ_l — осевая составляющая плотности тока при $z = l$,
$S = \pi R^2$ — площадь поперечного сечения рабочей части ИКГ.

Кроме того

$$U_н = -E_z l. \tag{13}$$

Разрешая совместно уравнения (11), (12), (13) и (8) относительно E_z, получаем

$$E_z = -\frac{v(2a+b+1)}{2k(a+1)}\left[1-\sqrt{1-\frac{4a(a+1)}{(2a+b+1)^2}}\right], \tag{14}$$

где a и b — безразмерные величины, равные соответственно

$$a = \frac{k\rho_0 S}{lG}, \quad b = \frac{k\rho_0 l}{\varepsilon v}.$$

Если теперь ввести обозначение $c = -\frac{kE_z}{v}$, где $c = f(a, b)$ также безразмерная величина, то согласно (12), (13), (10) можно записать следующие выражения, описывающие рабочий процесс генератора:

$$U_н = \frac{vl}{k}c, \tag{15}$$

$$I_н = \rho_0 v S \frac{(1-c)^2}{1-c+b} \tag{16}$$

$$p_1 = \frac{\varepsilon v^2}{k^2} c(1-c)\ln\left(1+\frac{b}{1-c}\right).$$

Тогда мощность на выходе генератора, равная произведению $U_н$ на $I_н$, определится по формуле

$$P_н = \frac{\rho_0 v^2}{k} l_1 S \frac{c(1-c)^2}{1-c+b}. \tag{17}$$

Коэффициент полезного действия установки может быть найден из выражения:

$$\eta = \frac{P_н}{(p_1+p_2)Q}; \tag{18}$$

здесь $Q = vS$ — расход газа, p_2 — гидродинамические потери давления в генераторе, которые согласно известной формуле равны

$$p_2 = \frac{\lambda}{4} v^2 \gamma \frac{l}{R},$$

где γ — плотность газа,

λ — коэффициент сопротивления газовому потоку.

В результате подстановок получаем из (18):

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{b}\left(1+\frac{b}{1-c}\right)\left[\ln\left(1+\frac{b}{1-c}\right)+\frac{m}{4c(1-c)}\cdot\frac{l}{R}\right], \tag{19}$$

где $m = \frac{\lambda\gamma k^2}{\varepsilon}$ — безразмерная величина, зависящая от свойств газа.

Режимы работы и удельные показатели ИКГ

Исследуем выражение (14). При $a = 0$ мы имеем и $c = 0$, тогда $U_н = 0$ и $G \to \infty$. Это режим короткого замыкания. Из (16) находим

$$I_{кз} = \rho_0 v S\left(1+\frac{k\rho_0 l}{\varepsilon v}\right)^{-1}.$$

При $a \to \infty$ мы получаем $c = 1$, тогда $I_н = 0$ и $G = 0$. Это холостой ход генератора. Из (15) получаем

$$U_{xx} = \frac{vl}{k}.$$

Исследуем теперь выражение (18). Оно достигает максимума при $c \approx \frac{1}{2}$, если $b < 0{,}05$ и при $c \approx \frac{1}{3}$, если $b > 0{,}8$. Соответствующие выражения оптимальной выходной мощности

$$P_{01} = \frac{\rho_0 v^2}{4k} \cdot \frac{lS}{2b+1},$$

$$P_{02} = \frac{4\rho_0 v^2}{9k} \cdot \frac{lS}{3b+2}.$$

При этом величина ионного противодавления получается равной

$$p_{11} = \frac{\varepsilon v^2}{4k^2} \ln(2b+1),$$

$$p_{12} = \frac{2\varepsilon v^2}{9k^2} \ln\left(\frac{3}{2} b + 1\right).$$

В режиме 1, соответствующем $b \leqslant 0{,}03$, величина выходной мощности ограничивается в основном возможностями ионизатора. Максимальная удельная мощность (на единицу объема) равна

$$P_{уд1} \approx \frac{\rho_0 v^2}{4k}. \tag{20а}$$

В режиме, соответствующем $b \geqslant 15$, величина мощности на выходе генератора ограничивается противодействующим полем и вытекающим отсюда перераспределением объемного заряда.

Максимальная удельная мощность здесь равна

$$P_{уд2} \approx \frac{\varepsilon v^3}{7lk^2}. \tag{20б}$$

Выражения (20а) и (20б) сходны с соответствующими выражениями в [2], где показано, что максимальная мощность во втором режиме всегда больше, чем в первом, а в промежутке между режимами 1 и 2 наблюдается непрерывное возрастание оптимальной мощности.

К. п. д. установки при максимальной мощности в режиме 1 равен

$$\eta_1 \approx \frac{1}{2 + \frac{ml}{bR}} = \frac{1}{2 + \frac{\lambda\gamma kv}{\rho_0 R}},$$

а в режиме 2

$$\eta_2 \approx \frac{2}{3\left[\ln\left(\frac{3}{2} b\right) + \frac{ml}{R}\right]}.$$

Аналитическое сравнение последних двух уравнений показывает, что к. п. д. при максимальной выходной мощности в режиме 2 больше, чем в режиме 1, пока $m > 1$, а именно этот случай и имеет техническое значение.

Выводы

Описанная выше теория пригодна как для газов, так и для жидкостей в качестве переносчиков зарядов, хотя, конечно, сделанные в ней допущения требуют проверки экспериментом. Теория дает возможность спроектировать рабочую часть ИКГ в соответствии с заданными выходными параметрами и величиной допустимых E_z и E_r, которые определяются электрической прочностью среды. Дальнейшая разработка этого вопроса поможет ионно-конвекционным генераторам проявить на практике свои несомненные достоинства: возможность непосредственного преобразования кинетической энергии газов и жидкостей в электрическую, отсутствие подвижных частей, простоту обслуживания, незначительные требования точности изготовления, компактность, относительно малый вес, возможность получения больших мощностей в малом объеме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, 1947.
2. O. M. Stuetzer. Ion Transport High Voltage Generators. «Rev. Sc. Instrum.», 1961, **32**, 1.
3. M. C. Goudrine. Wind Energy Convertors Provide High Power. «Electronics», 1960, **33**, 33.