

УДК 628.314.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ОЗОНАТОР С АДИАБАТИЧЕСКИМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Шапиро С.В., Дунаев С.А., Амирханов А.Ш.

Уфимского государственного института сервиса, г. Уфа

Использование токов частотой в несколько кГц позволяет существенно увеличить удельную производительность озонаторов, основанных на барьерном электрическом разряде [1]. Однако при этом значительно возрастает выделение тепла в активной зоне разрядных элементов этих устройств. В исследовательской лаборатории кафедры физики Уфимского государственного института сервиса разработан озонатор [2], который позволяет довольно просто решить проблему охлаждения озонобразующего газа.

На рис.1 изображен озонатор с бегущим барьерным разрядом. Высоковольтные электроды представляют собой нитевидные проводники. Таким образом, газ (воздух или кислород) попадает в широкую внутреннюю полость разрядной трубки. При этом существенно возрастает объем активной зоны, в которой вырабатывается озон и происходит адиабатическое расширение газа, что, как известно из термодинамики, приводит к его охлаждению. Осушенный воздух компрессором подается сначала в узкую трубку, где его температура повышается. Эта трубка интенсивно охлаждается водой (рис. 2). Затем охлажденный воздух попадает в газоразрядную зону озонатора, где его температура падает до $-(40\div 50)^\circ\text{C}$. Хотя тепловая энергия, выделяемая коронным разрядом, поднимает температуру озона воздушной смеси на $(50\div 60)^\circ\text{C}$, все равно, в итоге она не превышает температуру $+20^\circ\text{C}$, при которой образовавшийся озон сохраняется достаточно долго [1].

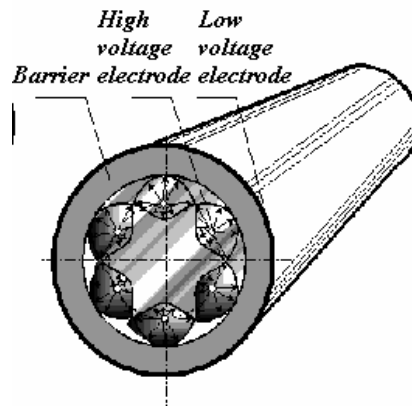


Рисунок 1. Озонатор с бегущим барьерным разрядом

Использование нитевидных электродов создает специфическую картину развития барьерного разряда в активной зоне трубки. Ниже приводятся основные расчетные соотношения, обосновывающие приведенное выше качественное описание процессов в нашем озонаторе

При адиабатическом расширении газа температура падает согласно соотношению [3]

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{2}{i}}, \quad (1)$$

где V_1 и T_1 – исходный объем и температура газа, V_2 и T_2 – объем и температура после расширения, i – степеней свободы молекулы газа (в нашем случае $i=5$). При протекании газа по воздуховоду переменного сечения отношение $V_1/V_2=S_1/S_2$, где S_1 и S_2 исходное и последующее поперечное сечение воздуховода.

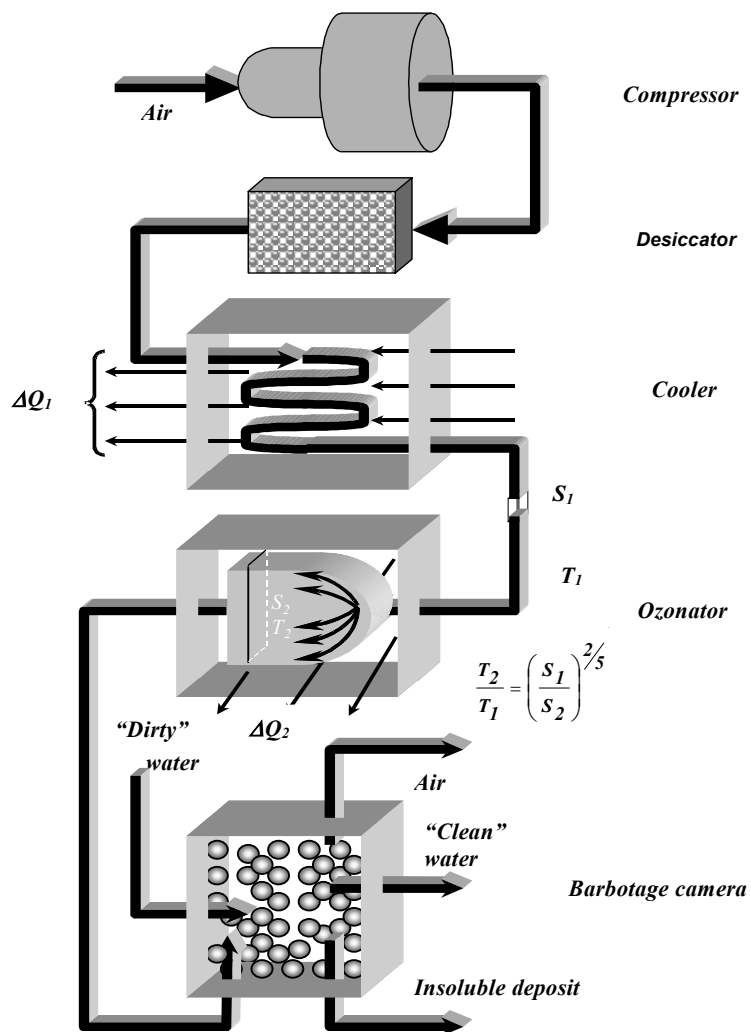


Рисунок 2. Аэродинамическая модель озонатора

На рис.3 изображено поперечное сечение разрядной трубки озонатора с числом высоковольтных электродов $N=6$. Большинство силовых линий подходит к внутренней поверхности диэлектрического барьера практически перпендикулярно.

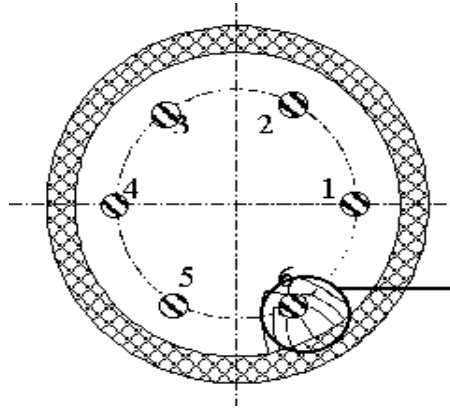


Рисунок 3. Поперечное сечение разрядного промежутка озонатора (а) и фрагмент его поля: α_1 и α_2 – углы между силовой линией и перпендикуляром к внутренней поверхности диэлектрического барьера

Поэтому внутреннюю поверхность диэлектрического барьера можно рассматривать как эквипотенциальную и применить к расчету поля в активной зоне метод зеркального отображения [5]. На рис. 4,а дана расчетная модель, в которой эквипотенциальная поверхность заменена виртуальными электродами ($-\tau$). Здесь и далее τ - линейная плотность электрического заряда вдоль нитеобразного электрода.

Согласно [5] диаметр цилиндрической поверхности D_3 , на которой расположены виртуальные электроды ($-\tau$), равен

$$D_3 = D_1^2 / D_2 \quad (2)$$

На рис.4,б показано, как формируется методом транспозиции напряженность \bar{E} электрического поля в произвольной точке A активной зоны с координатами $\{x, y\}$. Аналитически координаты E_x и E_y этой напряженности записываются следующим образом

$$E_x = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{x - R_2 \cos \frac{2\pi k}{N}}{\left(x - R_2 \cos \frac{2\pi k}{N}\right)^2 + \left(y - R_2 \sin \frac{2\pi k}{N}\right)^2} - \frac{x - R_3 \cos \frac{2\pi k}{N}}{\left(x - R_3 \cos \frac{2\pi k}{N}\right)^2 + \left(y - R_3 \sin \frac{2\pi k}{N}\right)^2} \right\} \quad (3)$$

$$E_y = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{y - R_2 \sin \frac{2\pi k}{N}}{\left(x - R_2 \cos \frac{2\pi k}{N}\right)^2 + \left(y - R_2 \sin \frac{2\pi k}{N}\right)^2} - \frac{y - R_3 \sin \frac{2\pi k}{N}}{\left(x - R_3 \cos \frac{2\pi k}{N}\right)^2 + \left(y - R_3 \sin \frac{2\pi k}{N}\right)^2} \right\}, \quad (4)$$

где $R_2 = 0,5D_2; R_3 = 0,5D_3; \varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$ - диэлектрическая проницаемость

вакуума. Пробой в зоне распространяется от высоковольтного электрода по мере роста разности потенциалов на обкладках озонатора вдоль поверхности с

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = E_{g.h} = \text{const}, \quad (5)$$

где $E_{g.h}$ - пробивное напряжение воздуха ($E_{g.h} = 2$ кВ/мм). На рис. 4,с изображена промежуточная стадия пробоя активной зоны озонатора. Заштрихованные участки – области ионизированного воздуха, в которых активно формируется атомарный кислород – исходный материал для образования озона [1]. Граница каждого участка становится эквипотенциальной поверхностью, так как его внутренняя поверхность – проводящей средой. Теперь напряженности E_{x1} и E_{y1} поля в точке A оставшейся диэлектрической части воздушного промежутка определяются суммой интегралов

$$E_{x1} = \frac{p}{2\pi\pi_0} \sum_{k=1}^N \int_{R_{21}}^{R_{22}} \left\{ \frac{x - R_2 \cos \frac{2\pi k}{N}}{\left[x - R_2 \cos \frac{2\pi k}{N} \right]^2 + \left[y - R_2 \sin \frac{2\pi k}{N} \right]^2} - \frac{x - R_3(\varphi_2 - \varphi_1) \cos \frac{2\pi k}{N}}{\left[x - R_3(\varphi_2 - \varphi_1) \cos \frac{2\pi k}{N} \right]^2 + \left[y - R_3 \sin \frac{2\pi k}{N} \right]^2} \right\} R_2(\varphi_2 - \varphi_1) dR_2; \quad (6)$$

$$E_{y1} = \frac{p}{2\pi\pi_0} \sum_{k=1}^N \int_{R_{21}}^{R_{22}} \left\{ \frac{y - R_2 \sin \frac{2\pi k}{N}}{\left[x - R_2 \cos \frac{2\pi k}{N} \right]^2 + \left[y - R_2 \sin \frac{2\pi k}{N} \right]^2} - \frac{y - R_3 \sin \frac{2\pi k}{N}}{\left[x - R_3 \cos \frac{2\pi k}{N} \right]^2 + \left[y - R_3 \sin \frac{2\pi k}{N} \right]^2} \right\} R_2(\varphi_2 - \varphi_1) dR_2, \quad (7)$$

где R_3 , по-прежнему, равно $R_3 = \frac{R_1^2}{R_2}$, а величины $R_2, R_{21}, R_{22}, \varphi, \varphi_1$ и φ_2 показаны

на рис.4, d.

Проводя последовательно интегрирование выражений (6) и (7) через промежутки времени $\Delta t = \frac{t_2 - t_1}{m}$, где t_1 – момент начала пробоя газового промежутка, t_2 – момент достижения напряжением на озонаторе своего максимума (рис. 4, а), можно получить картину бегущего разряда (рис.5, ж). Проведенные на компьютерной модели исследования показали, что максимальный суммарный объем ионизированной зоны в разрядном промежутке при заданном числе N высоковольтных электродов будет в том случае, когда эти зоны образуют независимые друг от друга участки вокруг каждого электрода, которые касаются друг друга и внутренней поверхности диэлектрического барьера. Если бы эти участки касались друг друга, но не диэлектрического барьера, то они слились бы в единый проводящий цилиндр, внутри которого (т.е. при $R < R_2$) разряда нет.

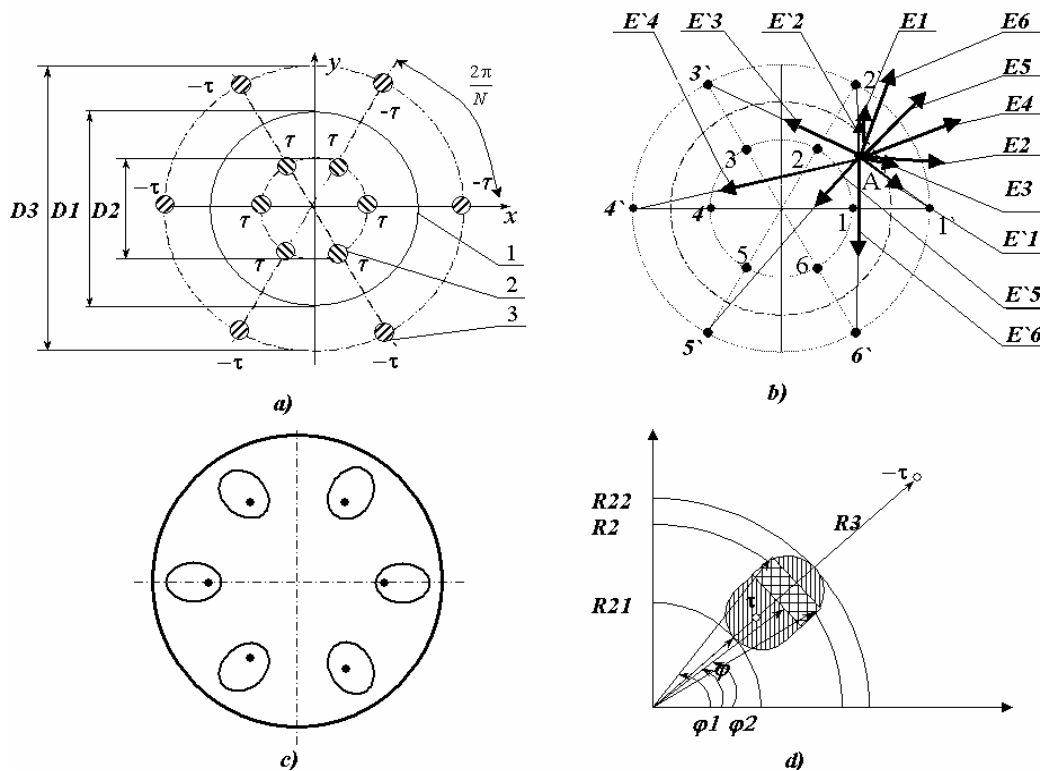


Рисунок 4. К расчёту напряжённости электрического поля активной зоны: а – зеркальное отражение высоковольтных электродов; б – суммирование напряжённости электрических полей, создаваемых высоковольтными и зеркально-отражёнными элетродами; с – разрядные зоны вокруг высоковольтных электродов; d – к определению площади разрядной зоны.

В таблице 1 приведены значения K_V и K_u для различных N . Как видим, минимальное значение $K_u=1,26$ соответствует $N=5÷7$. При этом полезное использование активной зоны составляет $0,37÷0,43$.

Таблица 1

N	2	3	4	5	6	8	12	24
$\overline{\Delta\varphi_{g,max}}$	1	0,925	0,866	0,829	0,797	0,754	0,706	0,604
$\sqrt{K_V}$	0,654	0,68	0,676	0,66	0,633	0,597	0,533	0,444
$K_W = \frac{\overline{\Delta\varphi_{g,max}}}{\sqrt{K_V}}$	1,529	1,36	1,281	1,256	1,259	1,263	1,325	1,36

В качестве базовой разности потенциалов $\Delta\varphi_{g,max}$ выбрана ее величина при $N=2$.

Толщина диэлектрического барьера выбирается по формуле

$$\Delta d = \frac{\Delta\varphi_{g,max}}{E_{d.h.}}, \quad (8)$$

где $E_{d.h.}$ - пробивная напряженность диэлектрика.

Объем диэлектрического барьера одной разрядной трубки равен

$$V_d = \pi D_l \Delta d \cdot l = \pi \sqrt{\frac{4V_a}{\pi}} \frac{\Delta\varphi_{g,max}}{E_{d.h.}} \cdot l = \sqrt{4\pi} \frac{V_i}{K_V} \frac{\Delta\varphi_{g,max}}{E_{d.h.}} \cdot l = \frac{\sqrt{4\pi\pi_i} \cdot l}{E_{d.h.}} \frac{\Delta\varphi_{max}}{\sqrt{K_V}}, \quad (9)$$

где l – длина трубки.

Из формулы (9) следует, что при одном и том же объеме ионизированной зоны объем диэлектрика зависит от величины

$$V_W = \frac{\overline{\Delta\varphi_{max}}}{\sqrt{K_V}}. \quad (10)$$

Чем меньше K_u , тем меньше объем диэлектрика, а следовательно, меньше размеры и масса озонатора.

Таким образом, высокочастотный озонатор с высоковольтными электродами в виде нитевидных проводников позволяет осуществлять адиабатическое охлаждение воздуха и максимально использовать объем активной зоны.

Литература

1. Самойлович В. Г., Гибалов В. И. // Физико-химия озона. – М.: Наука, 1992. – 175 с.
2. Яворский Б. М., Детлаф А. А. // Справочник по физике. – М.: Наука, 1974. – 944 с.
3. Шапиро С. В., Воронов Б. А. // Патент РФ № 2075433 от 15.04.92.
4. Справочник по электротехническим материалам, т. 2 // Под редакцией Корицкого Ю. В. и др. – 3-ье изд., перер. – М.: Энергоатомиздат, 1987 г., 464 с.
5. Электротехнический справочник: в 3-х т. Т.1. Общие вопросы. Электротехнические материалы // Под общ. ред. профессоров МЭИ В. Г. Герасимова и др. – 7-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 488 с.

