

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ИСТОЧНИКА
ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА В ПОЛОСЕ БИОЛОГИЧЕСКИ ЗНАЧИМЫХ ЧАСТОТ**

Введение

К важнейшему свойству, обеспечивающему широкополосность сигнала, необходимо отнести импульсный, повторяющийся с некоторым периодом разряд. При составе и давлении газа порядка атмосферного и высоковольтном, но маломощном источнике тока при пробое возникает прерывистый искровой разряд. Искровой разряд характеризуется прохождением электрического тока через газ по зигзагообразным разветвленным узким ярко светящимся каналам. Согласно классификации, приведенной в работе [1], данный электрический процесс в газе относят к импульсному стримерному разряду. Для этого процесса характерно быстрое чередование и взаимодействие процессов прямой и ступенчатой ионизации и возбуждения ударами электронов и фотоионизации газа в объеме, приводящее к распределению через газ отдельных изолированных в пространстве и времени стримеров и завершающееся образованием высокоионизированных искровых каналов при полном искажении первоначального равномерного поля искрового промежутка. Также отмечается, что для данного типа разряда несущественны элементарные процессы, протекающие на поверхности электродов разрядного промежутка.

Таким образом, формируемый процесс следует классифицировать как периодический импульсный искровой разряд в атмосферном воздухе со стримерным характером электрического пробоя. Под стримерами понимают – ионизированные каналы, развивающиеся в разрядном промежутке благодаря усиленной фотоионизации газа в объеме коротковолновой радиацией, излучаемой головкой лавины, и путем слияния образуемых фотоэлектронами лавин в один мощный стример. Введение понятия стримера позволило пояснить динамику искрового разряда. Так, по данным экспериментов [1], при нормальном атмосферном давлении и расстоянии между электродами 1 см время формирования искрового разряда меньше 10^{-7} с.

Современная теория искрового разряда [1, 2] основывается на использовании ряда моделей, описывающих развитие отдельных стадий разрядного процесса при конкретных условиях его протекания. Несмотря на то, что в последнее время достигнут определенный прогресс в описании полной картины разряда (от зарождения электронной лавины до формирования стримерного канала), теория искры, которая позволила бы с единых позиций описывать эволюцию пространственно-временных распределений тока и заряда в разрядном промежутке, практически отсутствует. Трудности, связанные с разработкой такой теории, относятся, прежде всего, к динамике стримера, являющейся существенно нелинейной. Кроме того, многообразие физических процессов, влияющих на протекание разряда (ударная ионизация, рекомбинации, образование отрицательных ионов, разнообразные механизмы электронной эмиссии, фотоионизация, образование объемного пространственного заряда и др.) не позволяют создать модели, которые учитывали бы все эти процессы и одновременно поддавались бы теоретическому или хотя бы численному анализу.

В связи с этим анализ процессов переноса заряда в искровом разряде, которые могли бы генерировать электромагнитное излучение в миллиметровом диапазоне, может быть выполнен лишь для отдельных стадий процесса, модели которых развиты более детально. Ниже такие модельные представления используются для оценок значений разрядного тока, его временных характеристик и амплитуд Фурье-гармоник, что в итоге позволяет выдвинуть предположение относительно механизмов генерирования миллиметрового излучения искро-

вым разрядом и решить электродинамическую задачу возбуждения волновода заданным распределением тока для определения спектральной плотности мощности излучения [3].

Моделирование периодического импульсного разряда

Рассмотрим импульсный газовый разряд как первичный процесс возбуждения широкополосных электромагнитных колебаний. Условия возникновения разряда:

- металлические электроды, разделенные разрядным промежутком;
- межэлектродный газонаполнитель – воздух, при нормальных условиях (давление, химический состав, влажность);
- область разряда герметизирована (защищена от попадания пыли и влаги);
- мощность ионизирующих излучений не превышает норму, т.е. $\sim 10 - 20 \text{ мкР/ч}$.

Среднее значение напряжения искрового пробоя между проводящими электродами в воздушной среде при нормальных условиях составляет $4...5 \text{ кВ}$ на миллиметр межэлектродного расстояния [2]. При расстоянии между электродами $2...2,5 \text{ мм}$ достаточна амплитуда импульсного напряжения $8...10 \text{ кВ}$.

Допустим, что динамика импульсного искрового разряда в реальной электрической цепи может быть описана статической вольтамперной характеристикой (ВАХ) газового разряда [1], которая соответствует времени действия импульсного напряжения (рис. 1). Причем напряжение искрового пробоя U_n (зажигания разряда) выше напряжения горения U_r .

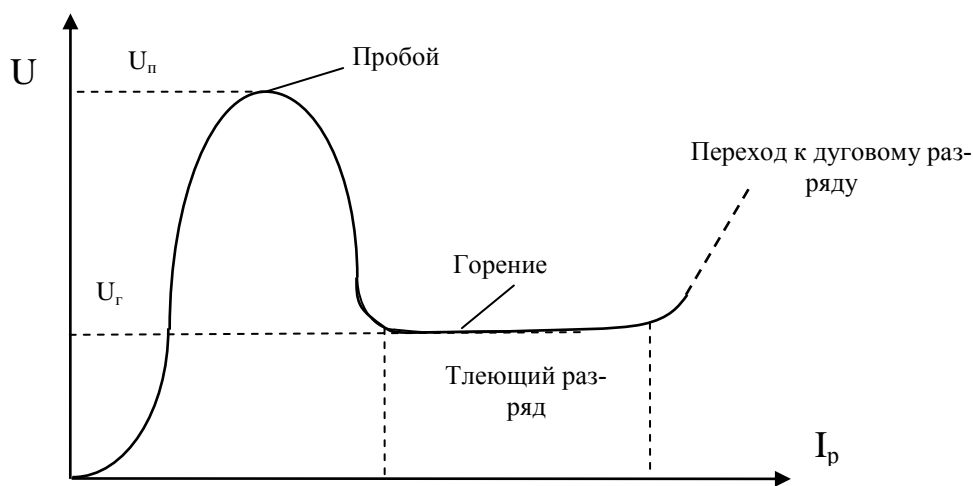


Рис. 1. ВАХ стационарного разряда

При импульсном разряде, после искрового пробоя, возникновение стадий тлеющего разряда и тем более, дугового, зависит от длительности импульса и энергии источника электрической энергии.

В зависимости от резистивно-индуктивно-емкостных свойств разрядной цепи при подаче прямоугольного импульса напряжения величиной U_a может возникать однократный или многократный цикл пробоев разрядного промежутка. Возможная эквивалентная модель разрядной цепи показана на рис. 2, где R , L , C – распределенные значения сопротивления, индуктивности, емкости, а R_y – сопротивление утечки, C_3 – емкость электродов разрядника.

При отсутствии пробоя напряжение на разряднике $U_p(t)$ будет иметь форму, показанную на рис. 3, а. Длительность времен фронтов τ_{fn} – нарастания и τ_{fc} – спада будет зависеть от конкретных значений R , L , C , C_3 , R_y .

Если $U_p \geq U_n$, где U_n – напряжение пробоя, происходит однократный или многократный пробой, как изображено на рис. 3, б, в.

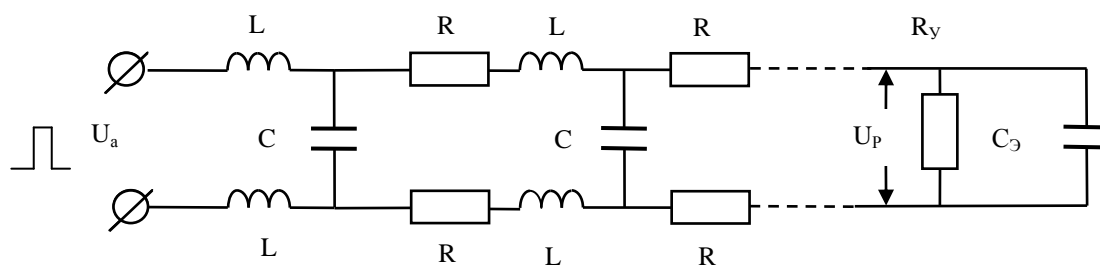
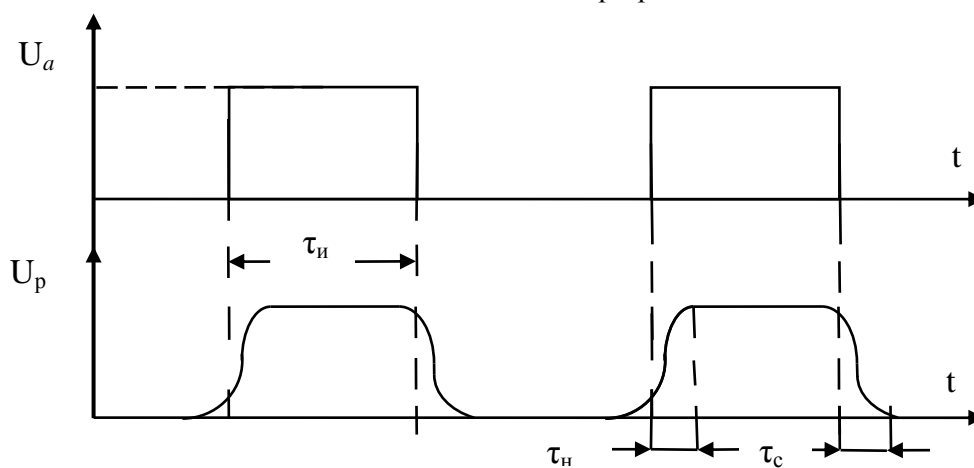
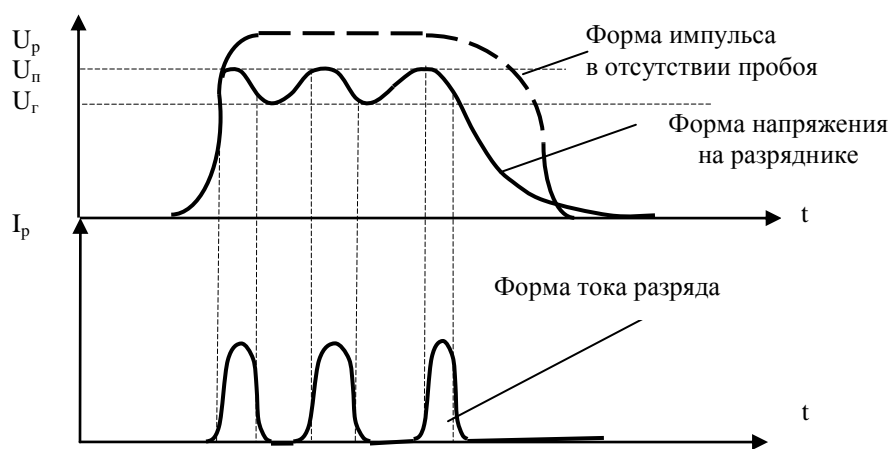


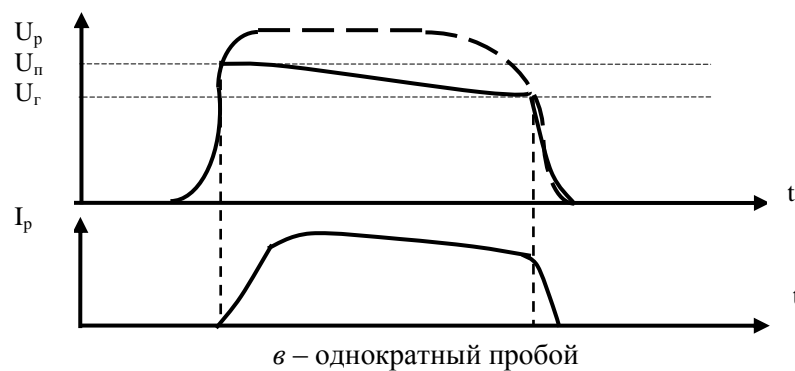
Рис. 2. Эквивалентная модель разрядной цепи



а – форма напряжения на разряднике в отсутствии пробоя



б – многократный пробой



в – однократный пробой

Рис. 3. Модели вариантов разрядных процессов

Кроме энергии подведенного импульса напряжением U_a , на вероятность возникновения однократного или многократного пробоя влияет активное сопротивление плазменного промежутка в межэлектродном пространстве в момент пробоя.

Учитывая, что в разрядной цепи после завершения пробоя остается запасенная энергия ($U_p(t) < U_r, U_n; U_a(t) \neq 0$) в реактивных L, C составляющих, то возможно возникновение затухающих колебаний переменного тока. Качественный вид данного процесса показан на рис.4, где I_p – ток разряда.

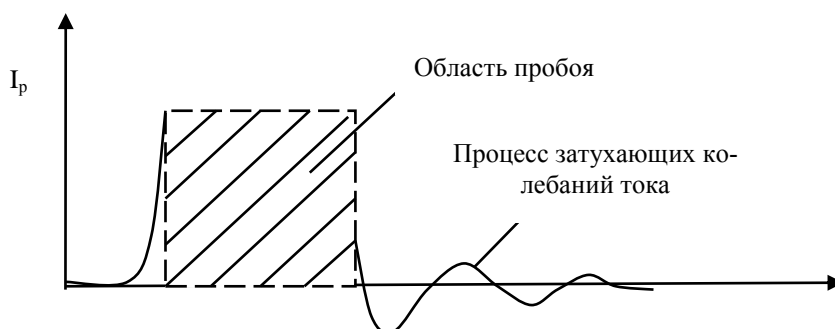


Рис. 4. Модель разрядного тока

Классифицируя форму протекающего тока, его можно отнести к импульсному, а область пробоя – упрощенно представить в виде прямоугольного импульса.

Оценка спектральных характеристик импульсных токов искровых разрядов

Примем в качестве упрощенной модели разрядного тока, протекающего в системе электродов, последовательность прямоугольных импульсов длительностью τ и периодом следования T . Очевидно, что такой процесс обеспечивает последовательность импульсов питающего напряжения $U_a(t)$. Предположим, что периодический процесс симметричен относительно начала отсчета (рис. 5).

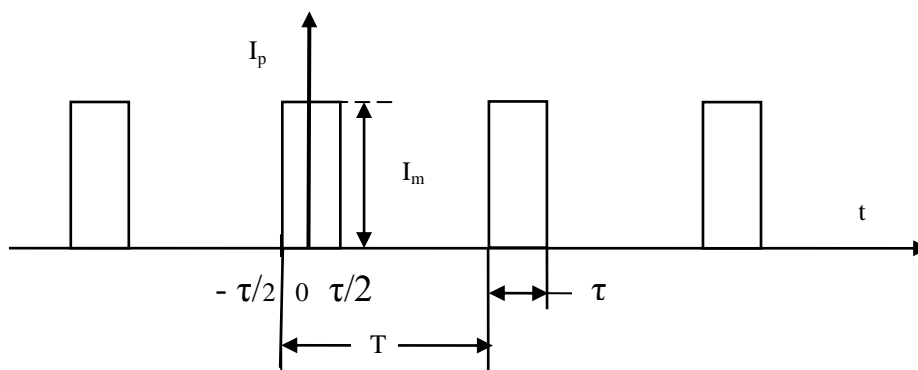


Рис. 5. Модель последовательности импульсов разрядного тока

Проведем анализ спектра данной периодической функции с помощью ряда Фурье [3].

При выбранном начале отсчета $I_p(t)$ является четной функцией. Ее спектр содержит только постоянную и косинусоидальную составляющие:

$$I_0 = \frac{4}{T} \int_0^{\tau/2} I_m dt = 2 \frac{\tau}{T} I_m = 2pI_m;$$

$$I_k = \frac{4}{T} \int_0^{\tau/2} I_m \cos(k\omega_1 t) dt = 2pI_m \frac{\sin(k\pi p)}{k\pi p}, \quad (1)$$

где $p = \tau/T$ – скважность импульсов, $\omega_1 = 2\pi/T$ – частота первой гармоники периодического процесса, $k = 1, 2, 3, \dots$ – номер гармоники.

Ряд Фурье функции разрядного тока имеет вид

$$I_P(t) = I_M \left[p + 2p \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(k\pi p)}{k\pi p} \cos(k\omega_1 t) \right]. \quad (2)$$

Амплитуды гармонических составляющих определяется выражением

$$I_k = 2pI_M \frac{\sin(k\pi p)}{k\pi p} = \frac{2I_M}{kp} \sin(k\pi p). \quad (3)$$

При значениях $k\pi p = (k\omega_1\tau)/2 = m\pi$, ($m = 1, 2, 3, \dots$) амплитуды соответствующих гармоник равны нулю, т. е. в спектре последовательности идеальных прямоугольных импульсов колебания с частотами $k\omega_1 = 2m\pi/\tau$ отсутствуют. Это же условие для циклической частоты приобретает вид $kf_1 = m/\tau$, ($m = 1, 2, 3, \dots$).

Таким образом, спектр периодической последовательности импульсов разрядного тока является дискретным. Отдельные составляющие амплитудного спектра тока имеют вид вертикальных отрезков (в точках $f_k = kf_1$), длина которых пропорциональна амплитуде соответствующей гармоники. Соседние составляющие спектра отличаются по частоте на величину f_1 (т. е. частоту следования импульсов). На рис. 6 показана качественная зависимость $I_P(f)$.

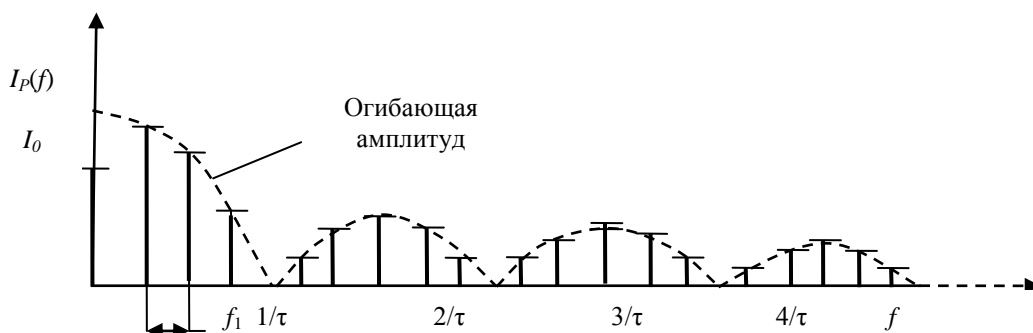


Рис. 6. Низкочастотная область спектра амплитуд разрядного импульса

Чем меньше значение p , тем сильнее растянут спектр $I_P(f)$ вдоль оси частот. Очевидно, что для получения максимально широкого спектра частот необходимо выполнение условия $p \ll 1$.

Проведем расчетную оценку спектральных составляющих тока разряда, сделав количественный выбор ряда параметров.

Частоту следования разрядных импульсов f_1 выберем из низкочастотного интервала биологически значимых частот воздействия. Известно, что многие аппараты для электролечения используют импульсные токи частотой 1 – 100 Гц (электропунктурная стимуляция, диадинамотерапия, частоты модуляции в амплипульстерапии и дарсонвализации) [4]. Для качественной оценки примем значение $f_1 = 50$ Гц.

Длительность импульса τ выберем из данных о быстродействии газоразрядных импульсных приборов, например маломощных тиратронов тлеющего разряда. Максимальные частоты устойчивой работы этих приборов в импульсных схемах составляют 0,1 – 10 МГц. Поэтому длительность искрового разряда в межэлектродном промежутке $\tau = 1$ мкс.

Тогда $p = \tau/T = \tau f_1$, ($f_1 = 1/T$), $p = 10^{-6} \cdot 50 \text{ с/с} = 5 \cdot 10^{-5}$.

Второй биологически значимый диапазон частот воздействия электромагнитных излучений лежит в интервале 30 – 300 ГГц. Причем многие исследователи [4, 5] особо выделяют интервал частот 60 – 65 ГГц. Тогда, для оценки амплитуды разрядного тока в КВЧ диапазоне выберем частоту $f_k = 60$ ГГц. Этой частоте соответствует значение

$$k = f_k / f_1 = 60 \cdot 10^9 \text{ Гц} / 50 \text{ Гц} = 1,2 \cdot 10^9. \quad (4)$$

Как было показано выше амплитуда тока k -й гармоники

$$I_k = \frac{2I_m}{kp} \sin(k\pi p). \quad (5)$$

Тогда, огибающая КВЧ гармоник тока будет обращаться в ноль при $k\pi p = m\pi$, ($m=1,2,3 \dots$) и иметь максимумы, когда $k\pi p = m\pi + \pi/2$. Учитывая, что в КВЧ диапазоне $k \gg 1$, $m \gg 1$, то $m\pi \gg \pi/2$. Поэтому интервал значений частот максимума и минимума огибающей будет значительно меньше частоты k -й гармоники КВЧ диапазона ($f_{k\max} - f_{k\min} \ll f_k$). Тогда, для энергетической оценки полагаем, что максимальная амплитуда k -й гармоники $I_k \approx 2I_m/kp$.

Таким образом, ток возбуждения на частоте $f_k = 60 \text{ ГГц}$ имеет величину

$$I_k = \frac{2I_m}{kp} = \frac{2}{3,14 \cdot 1,2 \cdot 10^9} \cdot I_m \approx 0,5 \cdot 10^{-9} I_m. \quad (6)$$

В результате пробоя импульсное значение I_m зависит от концентрации носителей заряда в образовавшейся плазме и мощности первичного импульсного источника. Поэтому в момент пробоя проводящие свойства плазмы можно охарактеризовать некоторым конечным значением сопротивления разрядного промежутка R_p . Тогда мощность возбуждения на k -й гармонике составит

$$I_m = R_p \cdot I_m^2. \quad (7)$$

Если допустить, что частота f_k оптимальна для возбуждения электромагнитной волны в нагружающей излучательной системе, то плотность потока мощности (интенсивность излучения)

$$W_k = \frac{P_k}{s} = \frac{R_p \cdot I_k^2}{s}, \quad (8)$$

где s – площадь поперечного сечения излучающей системы. Спектральную плотность мощности излучения на частотном интервале Δf_k представим как

$$S_k = \frac{W_k}{\Delta f} = \frac{R_p \cdot I_k^2}{\Delta f \cdot s}. \quad (9)$$

В работе [5] показано, что для излучающей системы круглого сечения для частот около 60 ГГц оптимальный диаметр равен 4 мм . Тогда $s = \pi \cdot 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Учитывая, что реальное сопротивление разрядного промежутка может составлять от долей до тысяч Ом , проведем количественную оценку W_k , S_k без указания конкретного значения R_p .

Для частотного интервала $60 \dots 70 \text{ ГГц}$ имеем:

$$W_k = \frac{R_D \cdot I_k^2}{s} = R_D \frac{(0,5 \cdot 10^{-9})^2 \cdot I_i^2}{4\pi \cdot 10^{-2}} \approx 2R_D I_i^2 \cdot 10^{-18} \frac{\hat{A}\delta}{\tilde{u}^2}, \quad (10)$$

$$S_k = \frac{W_k}{\Delta f} = \frac{R_p \cdot 2 \cdot 10^{-18} I_m^2}{10^{10}} = 2(R_p I_m^2) \cdot 10^{-28} \frac{\text{Вм}}{\text{см}^2 \text{Гц}}. \quad (11)$$

Если принять значение $R_p I_m^2 = 1 \dots 10^3 \text{ Вм}$ в импульсе, то

$$W_k \approx 10^{-18} \dots 10^{-15} \frac{\text{Вм}}{\text{см}^2}, \quad S_k \approx 10^{-28} \dots 10^{-25} \frac{\text{Вм}}{\text{см}^2 \text{Гц}}. \quad (12)$$

При значении $R_p I_m^2 = 10^3 \text{ Вм}$, длительности импульса $\tau = 1 \text{ мкс}$ и частоте повторения импульсов 50 ГГц средняя мощность импульсного разряда составит

$$(R_P I_M)_{cp} = \frac{(R_P \cdot I_M^2) \tau}{T} = (R_P I_M^2) \tau \cdot f_1 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}. \quad (13)$$

Таким образом, средняя мощность разряда для рассмотренного режима составит 50 мВт, что достаточно просто реализуется на практике.

Результатом расчетной оценки энергетических характеристик периодического импульсного искрового разряда можно считать следующее:

1. Для искрового разряда в воздушной среде при нормальных атмосферном давлении, влажности, интенсивности ионизирующего излучения и межэлектродном расстоянии 2 мм необходима амплитуда напряжения 8 ... 10 кВ.

2. Средняя мощность разряда при частоте повторения импульсов $\sim 50 \text{ Гц}$ должна составлять 50 мВт.

3. При выборе оптимальных размеров системы возбуждения и антенны достижимые излучательные характеристики на частотах 60...70 ГГц составят:

- интенсивность излучения $\sim 10^{-15} \text{ Вт/см}^2$;
- спектральная плотность потока мощности излучения $\sim 10^{-25} \text{ Вт/см}^2 \text{ Гц}$.

Микроволновое излучение плазмы газового разряда

Электромагнитные волны генерируются в плазме при элементарных процессах, связанных с взаимодействием составляющих плазму частиц между собой и с внешними полями. Характер спектра генерируемого излучения определяется природой элементарного процесса, вносящего основной вклад в излучение СВЧ диапазона [6]. Проведем анализ собственных излучений плазмы искрового разряда с позиций их вклада в спектр биологически значимых частот радиочастотного диапазона [5, 6].

Тормозное излучение.

Упругие соударения электрона с тяжелыми частицами, при которых внутренняя энергия взаимодействующих частиц не меняется, а сопровождающее этот процесс излучение называется тормозным и имеет сложный спектр со слабо выраженной селективностью, который включает и интересующий нас диапазон излучения [6]. Спектр излучения при этом можно определить по следующей зависимости

$$\frac{E}{h} = \frac{3kT_e}{2h} \square 10^{11} T_e, \text{ Гц} \quad (14)$$

где k – постоянная Больцмана; T_e – температура частиц (электронов); $h = d / \lambda_0$ – относительный параметр плазмы; $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ – длина электромагнитной волны в свободном пространстве на частоте ω_0 , ω_0 – плазменная частота; d – толщина слоя плазмы.

Из выражения (14) следует, что при температуре электронов всего 1 К частота излучения составит 100 ГГц. По экспериментальным данным [1] для реального искрового разряда в воздухе $T_e \approx 10^4 \text{ К}$, поэтому спектр частот тормозного излучения находится, в основном, вне радиочастотного диапазона.

Излучение в процессе фотоионизации.

Неупругие соударения частиц приводят к изменению их внутренней энергии, эти процессы могут сопровождаться селективным излучением в виде отдельных спектральных линий, соответствующих изменению энергетических состояний атомов или молекул, а также излучением, возникающим в процессе рекомбинации. Энергия квантов электромагнитного излучения электронного и колебательного спектров молекул определяет расположение спектральных линий в оптическом диапазоне. И только наличие вращательных спектров молекул ионизированного газа дает вероятность наличия спектральных линий в КВЧ диапазоне.

Магнитотормозное излучение.

Движение заряженных частиц во внешнем магнитном поле по криволинейным траекториям является источником магнитотормозного излучения, сконцентрированного в области основной циклотронной частоты и ее гармоники. [6]. Если внешнее магнитное поле в области разряда достаточно мало (например, магнитное поле Земли), а протяженность искрового разряда составляет единицы миллиметров, то вклад циклотронной составляющей в спектр радиочастотного излучения импульсного искрового разряда достаточно мал.

Излучение Вавилова – Черенкова.

Возникает при движении заряженной частицы со скоростью, превышающей фазовую скорость волны в среде (в плазме) [6]. Для рассматриваемой модели разряда это излучение также можно считать несущественным ввиду малой пространственной протяженности плазменного образования искры.

Тепловое излучение

Все рассмотренные выше явления, возникающие в процессе искрового разряда, определяют общее энергетическое состояние среды. Интегральной характеристикой такого состояния может служить количество тепла, выделяющееся в области разряда и как следствие возникновение теплового излучения.

Физическая сущность теплового излучения заключается в преобразовании внутренней тепловой энергии излучающего тела в энергию электромагнитного поля, распространяющегося за пределы излучающего тела [7].

Интенсивность всех этих процессов определяется температурой излучающего тела, поэтому от температуры зависит и средняя мощность излучения.

Так как радиотепловое излучение является результатом возбуждения очень большого числа элементарных осцилляторов, причем момент и интенсивность возбуждения каждого отдельного осциллятора зависит от многих случайных факторов (положение и ориентация осциллятора относительно других частиц, энергия, скорость), то и характеристики излучения в целом будут случайными флуктуациями времени.

Таким образом, радиотепловое излучение представляет собой случайный процесс, определение средних характеристик которого возможно лишь путем применения статистических методов. Обратим внимание на то, что случайное тепловое движение заряженных и поляризованных частиц, вызывающее излучение, является ни чем иным, как тепловым шумовым током, свойства которого хорошо известны.

Теоретически и экспериментально установлено, что основные характеристики радиотеплового излучения – зависимость спектральной плотности от температуры и частоты, распределения мгновенных значений, подобны аналогичным характеристикам теплового шума. Из всего этого следует очень важный вывод: радиотепловое излучение – это поле излучения тепловых шумовых токов, протекающих в веществе излучателя. Связь между шумовым током в излучателе и мощностью радиотеплового излучения выражается обычными соотношениями, используемыми в теории излучения и антенной технике.

Поле, создаваемое шумовыми токами, распределенными по всему объему вещества излучателя, пронизывает его толщу, достигает поверхности и, проходя через эту поверхность, выходит в окружающую среду. Однако некоторая часть энергии излучения не выходит за пределы излучателя, а отражается от его поверхности и уходит обратно в толщу излучателя, преобразуясь вновь в тепло. Как известно, коэффициент отражения зависит от угла падения волн, вида поляризации, электрических и магнитных свойств вещества излучателя и окружающей среды, а также от конфигурации поверхности излучателя. Эти же самые факторы будут влиять и на излучаемую мощность. Таким образом, радиотепловое излучение реальных излучателей обладает свойствами направленности, а средняя мощность излучения зависит от вида поляризации, электрических, магнитных свойств излучателя и среды, а также от вида поверхности излучателя.

Несмотря на зависимость средней мощности от вида поляризации, радиотепловое излучение не поляризовано, так как элементарные осцилляторы (токи), создающие излучение, имеют случайную, непрерывно изменяющуюся ориентацию. Плоскость поляризации радиотеплового излучения вращается по случайному закону, а средние траектории векторов E и H представляют собой эллипсы, величина полуосей которых зависит от средней мощности составляющих поля с горизонтальной и вертикальной поляризацией. Заметим, что эти составляющие независимы друг от друга так же, как и независимы излучения любых двух не прикрывающихся участков излучателя.

Так как вышеупомянутые факторы, влияющие на интенсивность радиотеплового излучения реальных излучателей, в совокупности учесть трудно, в теории излучения принято оперировать так называемым абсолютно черным телом (АЧТ) [7].

В сантиметровом и миллиметровом диапазонах излучательной способностью, близкой к излучательной способности АЧТ, обладает плазма ионизированной воздушной среды. Законы излучения АЧТ в большей или меньшей степени применимы к реальным тепловым излучателям. Кроме того, имеются законы и соотношения, связывающие характеристики излучения с физическими характеристиками излучателей.

Таким источником излучения в миллиметровом диапазоне могут быть также плазма и электронный газ, образующийся в процессе пробоя. Для оценки теплового излучения плазмы воспользуемся классическими выражениями для абсолютно черного тела.

Одним из наиболее важных законов теплового излучения является закон, выражающий зависимость спектральной плотности излучения от его частоты и температуры излучателя. Этот закон описывается формулой Планка:

$$R_{\nu}(f, T) = \frac{2\pi f^2}{c^2} \cdot \frac{hf}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1} \left[\frac{Bm}{\Gamma_{\nu} \cdot m^2} \right], \quad (15)$$

где $h = 6,624 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура, °К; f – частота, Гц.

На рис. 7 приведены кривые $R_{\nu}(f, T)$ излучения АЧТ при различных температурах. Из этих кривых видно, что с ростом частоты спектральная яркость, равная нулю на нулевой частоте, сначала монотонно возрастает, достигает максимального значения и затем убывает, стремясь к нулевому значению при увеличении частоты до бесконечности.

Зависимость частоты, соответствующей максимальной спектральной плотности, от температуры АЧТ описывается формулой Вина:

$$f_m = 1,03 \cdot 10^{11} T \text{ Гц}, \quad (16)$$

где T – температура АЧТ, °К.

Из формулы Вина и рис. 7 следует, что температурам, большим одного градуса Кельвина, соответствуют значения частоты f_m , большие 100 ГГц, т.е. что область радиотеплового излучения лишь частично захватывает левые, восходящие ветви кривых спектральной плотности.

Путем интегрирования выражения для спектральной плотности по всей оси частот можно получить выражение для энергетической плотности излучения

$$R_{\nu}(T) = \int_0^{\infty} R(f, T) df = \int_0^{\infty} \frac{2\pi f^2}{c^2} \cdot \frac{hf}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1} df = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \left[\frac{Bm}{m^2} \right], \quad (17)$$

где $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,71 \cdot 10^{-8} \left[\frac{Bm}{m^2 \cdot \text{град}^4} \right]$ – постоянная Стефана.

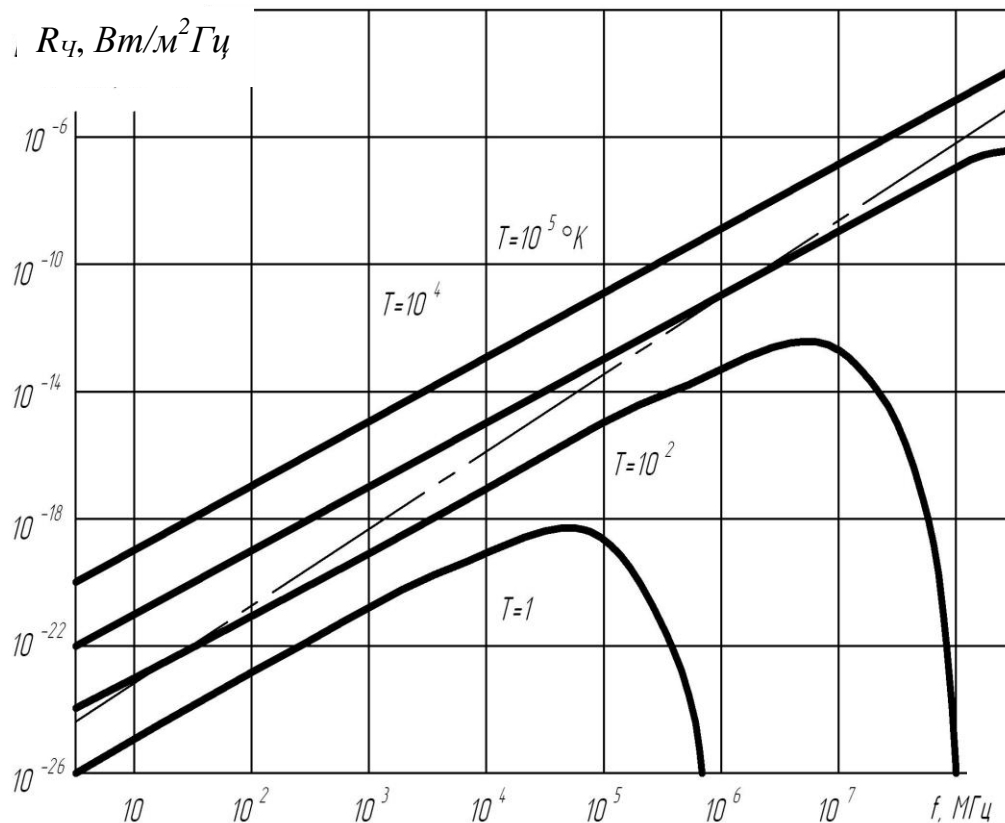


Рис. 7. Зависимость яркости излучения АЧТ от частоты и температуры

Выражение (17) представляет собой математическую формулировку закона Стефана – Больцмана. В интересующем нас диапазоне частот и температур, как правило, справедливо неравенство

$$hf \ll kT,$$

поэтому оказывается возможным упростить формулу Планка, представив экспоненциальную функцию рядом

$$\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) = 1 + \frac{hf}{kT} + \frac{1}{1 \cdot 2} \left(\frac{hf}{kT}\right)^2 + \frac{1}{1 \cdot 2 \cdot 3} \left(\frac{hf}{kT}\right)^3 + \dots$$

Ограничиваясь двумя первыми членами, получаем формулу Релея – Джинса

$$R_\nu(f, T) = \frac{2\pi f^2}{c^2} kT = \frac{2\pi kT}{\lambda^2} \approx 10^{-39} f^2 T \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{Гц}} \right]. \quad (18)$$

Спектральная плотность излучения реальных тел зависит от двух физических характеристик: коэффициента поглощения α и абсолютной температуры T . Оперировать двумя разнородными характеристиками не всегда удобно, особенно когда приходится сравнивать между собой различные излучающие тела. Поэтому принято использовать одну величину, равную произведению коэффициента поглощения на абсолютную температуру:

$$T_\gamma = \alpha T. \quad (19)$$

Величину T_γ называют радиояростной температурой данного излучателя; она равна абсолютной температуре идеального излучателя, создающего излучение такой же спектральной плотности, как и данный излучатель. Хотя в отличие от спектральной плотности излу-

ния в выражение для радиояркостной температуры не входит длина волны, практически радиояркостная температура плазмы существенно зависит от длины волны [7].

Также, радиояркостная температура металлических электродов разрядной полости не превышает 10 – 20° К. Тем не менее, металлические электроды могут интенсивно переизлучать (отражать) падающее на них радиотепловое излучение. Суммарную спектральную плотность собственного и отраженного излучений плазменного шнура искрового разряда можно записать в виде

$$R_{\text{общ}} = \frac{2\pi k}{\lambda^2} (\alpha T + \rho T_O) = \frac{2\pi}{\lambda^2} T_K; \quad (20)$$

$$T_K = \alpha T + \rho T_O,$$

где ρ – коэффициент отражения; T_O – радиояркостная температура отраженного излучения; T_K – так называемая кажущаяся температура излучателя.

Аналогично определению радиояркостной температуры кажущаяся температура равна абсолютной температуре идеального излучателя, создающего собственное излучение, равное суммарному излучению данного реального излучателя.

В отличие от радиояркостной температуры кажущаяся температура может быть больше, чем абсолютная температура излучателя. Значениями радиояркостных кажущихся температур удобно пользоваться при сравнении различных реальных излучателей.

Для количественной оценки полагаем, что кажущаяся температура «холодной плазмы» искрового разряда имеет величину около 30...300 °К. Тогда спектральная плотность мощности собственного и отраженного теплового излучений плазменного шнура искрового разряда на частоте 60 ГГц составит $\sim 10^{-20} \dots 10^{-19} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{Гц}$. Полученный результат почти на 6-8 порядков превосходит спектральную плотность мощности импульсного тока возбуждения, приведенную выше.

Однако мощность радиотеплового излучения зависит не только от кажущейся температуры, но и от площади излучающего объекта, его формы, шероховатости поверхности и ряда других трудно учитываемых факторов, особенно для искрового промежутка импульсного разряда.

Представим искровой разряд в форме тонкого плазменного цилиндра расположенного в межэлектродном промежутке. Тогда выражение для мощности излучения может быть записано в следующем виде:

$$P_{\text{изл}} \approx \frac{2\pi}{\lambda^2} k T_K S_{\text{ц}} \Delta f \approx 10^{-39} f_{\text{cp}}^2 T_K S_{\text{ц}} \Delta f, \quad (21)$$

где $S_{\text{ц}}$ – площадь плазменного цилиндра; f_{cp} – среднее значение частоты в рассматриваемой полосе; Δf – полоса частот, в которой оценивается излучаемая мощность.

С учетом биологической значимости излучения выберем $f_{\text{cp}} = 65 \text{ ГГц}$, а полосу частот – 60...70 ГГц. Длина плазменного цилиндра будет не менее межэлектродного расстояния (1...2 мм), а диаметр канала пробоя примем равным 0, 01...1 мм [2]. Тогда количественная оценка составит

$$P_{\text{изл}} = 10^{-17} \dots 10^{-14} \text{ Вт.}$$

Полученная оценка в полной мере соответствует критерию излучения сверхмалой мощности в радиочастотном диапазоне.

Выводы

В качестве источника возбуждения электромагнитных колебаний в полосе биологически значимых частот может быть применен периодический импульсный искровой разряд в атмосферном воздухе со стримерным характером электрического пробоя. Для возникновения разряда в межэлектродном пространстве протяженностью 1...2 мм необходим источник

импульсного напряжения с амплитудой $5 \dots 10 \text{ кВ}$, частотой следования от единиц до десятков Гц и длительностью импульса около 1 мкс .

Формируемый спектр колебаний содержит линейчатую и непрерывную компоненты в радиочастотном диапазоне. Линейчатый спектр обусловлен периодичностью импульсного искрового разряда, интервал между спектральными линиями равен частоте повторения импульсов, каждая спектральная линия может подрасщепляться на несколько составляющих при многократном искровом пробое или вследствие временного разброса формирования стримеров. Непрерывный спектр обусловлен в основном тепловым излучением плазмы искрового разряда.

Спектральная плотность мощности линейчатого спектра колебаний убывает пропорционально частоте k -й гармоники ($\sim 1/f_k$) и на частотах $60 \dots 70 \text{ ГГц}$ имеет величину $\sim 10^{25} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{Гц}$ при средней мощности разряда десятки мВт . Спектральная плотность мощности теплового излучения плазменного шнура искрового разряда на частоте 60 ГГц по проведенной оценке составляет $\sim 10^{-20} \dots 10^{-19} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{Гц}$, однако истинное значение этого параметра может быть существенно ниже вследствие нестационарности процесса и сложности задания пространственных характеристик.

Анализ моделей свидетельствует о том, что искровой разряд может быть использован как источник ЭМИ слабой интенсивности с сигналом по типу шума " $\sim 1/f$ ", свойственному собственному излучению биологических объектов.

Список литературы: 1. Райзер, Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов / Ю.П. Райзер. – М. : Наука, 1987. – 593 с. 2. Жуков, А.А. Уточнение механизма искрового пробоя газа / А.А. Жуков // Прикладная физика. – 2003. – № 6. – С. 67 – 72. 3. Кугушев, А.М. Основы радиоэлектроники / А.М. Кугушев, Голубева Н.С. – М. : Энергия, 1969. – 880 с. 4. Олейник, В.П. Аппаратные методы исследования влияния электромагнитных полей на организм человека / В.П. Олейник, С.Н. Кулиш, В.В. Литвин // Вісник Кременчуц. держ. політехн. ун-ту ім. Михайла Остроградського. – Кременчук : КДПУ, 2007. – Вип. 6/2007 (47). Ч. 1. – С. 47 – 49. 5. Моделирование параметров излучателя на несимметричных волнах в круглом диэлектрическом волноводе / В.В. Литвин, Н.Д. Колбун, С.Н. Кулиш, В.П. Олейник, Аль Отти Сами // Радіоелектронні і комп'ютерні системи. – Х. : Нац. аэрокосм. ун-т „Харьк. авиац. ин-т”, 2009. – №1 (35). – С. 23 – 35. 6. Бекефи, Дж. Радиационные процессы в плазме / Дж. Бекефи – М. : Мир, 1971. – 438. 7. СВЧ излучение низкотемпературной плазмы / под ред. А.Е. Башаринова – М. : Сов. радио, 1974. – 192 с.

*Национальный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского
«Харьковский авиационный институт*

Поступила в редколлегию 15.01.2012