

04; 10

© 1990 г.

ОСОБЕННОСТИ ВВОДА ЭНЕРГИИ В ОБЪЕМНЫЙ САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД, ИНИЦИИРУЕМЫЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ, В РЕЖИМЕ С РАЗВИТЫМ НАЧАЛЬНЫМ ТОКОМ

Ф. Ф. Барышников, В. А. Ипатов, В. В. Перебейнос

В рамках простой физической модели проведен теоретический анализ особенностей ввода энергии в объемный самостоятельный разряд, инициируемый электронным пучком, в режиме с развитым начальным током. Получено явное выражение для эффективности ввода энергии в разряд в этом случае.

Введение

Идея получения объемного самостоятельного разряда (ОСР) с использованием для предварительной ионизации пучка релятивистских электронов (ЭП) была реализована в работах [1, 2]. В этих работах авторы оперируют со слабо-точными, короткими ЭП, обеспечивающими такую же начальную концентрацию электронов в среде, как в случае применения традиционных источников предьонизации, например ультрафиолетовым излучением [3, 11, 13].

Представляет интерес задача организации ОСР с помощью сильноточного ЭП, позволяющего получить большие значения электронной концентрации в объеме ($N_e \sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$) при времени инжекции, существенно превышающем время УФ экспозиции газового промежутка. В этих условиях при определенном соотношении между параметрами источника предьонизации и разрядной цепи возможно достижение качественно нового режима ввода энергии в ОСР по сравнению как с УФ предьонизацией, так и с предьонизацией слаботочным ЭП. Отметим важное обстоятельство, определяющее актуальность поставленной задачи. Известно, что интенсивные ЭП, создающие указанный уровень электронной концентрации в рабочем промежутке, широко применяются в установках с объемным несамостоятельным разрядом (ОНР) [4-6]. Также известно, что использование легкоионизируемых добавок в рабочих газовых смесях позволяет снизить значение напряженности электрического поля в ОСР практически до величин, характерных для устройств с ОНР [7-10]. Таким образом, становится возможным на одних и тех же установках с ЭП предьонизацией получать как ОНР, так и ОСР. Выбор в пользу того или иного разряда, зависящий, например, от конструктивных особенностей установки, может быть сделан на основе сравнения практических результатов.

Целью настоящей работы является теоретический анализ особенностей ввода энергии в ОСР с предьонизацией мощным и достаточно продолжительным электронным пучком.

Описание модели и формальное решение

Анализ предлагаемого режима создания ОСР проведем в рамках упрощенной модели. Ее достоинством наряду с наглядностью является возможность получить окончательные результаты в обозримом виде. Вместе с тем в широкой области параметров эта модель правильно отображает особенности разряда.

Остановимся вначале на физической стороне протекающих процессов. Предположим, что в начальный момент интенсивный электронный пучок длительностью T создает такую высокую концентрацию вторичных электронов в объеме, что в электрической цепи, состоящей из последовательно соединенных емкости C , индуктивности L и разрядного сопротивления R , устанавливается чисто периодический процесс, приводящий к накоплению энергии в индуктивности. При этом энергия, выделяющаяся в газовом объеме, заведомо мала по сравнению с энергией, запасенной в конденсаторной батарее. Необходимым условием для этого является неравенство

$$R \ll \rho, \quad (1)$$

где $R=A/N$, N — электронная концентрация; A — константа, зависящая от состава газовой смеси, ее давления, геометрии разряда и напряженности электрического поля; $\rho=(L/C)^{1/2}$ — волновое сопротивление разрядной цепи.

После прекращения инъекции ЭП сопротивление разрядного промежутка начинает возрастать, вызывая индуктивное перенапряжение. Когда напряжение на разрядном промежутке достигает определенной величины U^* , включается процесс лавинного размножения электронов и начинается ОСР.

Ясно, что необходимым условием зажигания ОСР является получение достаточно большой величины возникающего перенапряжения. Сделаем несколько допущений, не влияющих на существо происходящих процессов, но позволяющих получить их простое количественное описание. Определим наряду с временем инъекции пучка T следующие временные параметры задачи: t_N — характерное время релаксации электронной плотности, t_L — характерное время роста индуктивного перенапряжения до уровня U^* (зажигания ОСР), T_p — время горения ОСР, а также обратную частоту разрядного контура $\omega^{-1}=\sqrt{LC}$. Предположим, что выполняется следующее неравенство:

$$\max(t_N, t_L) \ll \min(T, T_p, \omega^{-1}), \quad (2)$$

здесь \max и \min обозначают соответственно максимальное и минимальное значения величин в скобках.

Условие (2) позволяет допустить, что за время переходных процессов установления концентрации и напряжения характер протекания тока в разрядной цепи не изменяется, вместе с тем разряд конденсаторной батареи при инъекции пучка и горение ОСР разделены во времени, а кратковременность переходных процессов позволяет не учитывать их в рассмотрении. Таким образом, можно считать, что роль процесса инъекции электронного пучка состоит в формировании начальных условий по заряду конденсатора и току в разрядной цепи для последующего ОСР, которые не изменяются в течение переходных процессов. Запишем основные уравнения для разрядной цепи

$$L\dot{Q} + R\dot{Q} + Q/C = 0, \quad \dot{Q} = -I, \quad (3)$$

где в общем случае $R=R(I, t)$, $Q_{t=0} = Q_0 = CU_0$, $I_{t=0} = 0$, U_0 — начальное напряжение на конденсаторной батарее. Точка обозначает дифференцирование по времени.

Для процесса разряда конденсатора при инъекции электронного пучка в системе (3) можно пренебречь членом, содержащим R , в силу условия (1). В результате легко находим, что по окончании инъекции

$$Q = Q_0 \cos \omega T, \quad I = \omega Q_0 \sin \omega T. \quad (4)$$

По истечении времени t_L в рабочем объеме загорается ОСР, причем поскольку $\omega t_L \ll 1$, то величины (4) являются для него начальными условиями. Хорошо известно [11], что для фиксированного разрядного промежутка напряжение горения ОСР U^* является постоянной величиной, т. е. $R\dot{Q} = -U^* = \text{const}$. Поэтому, считая начальным моментом время загорания ОСР, переходя к безразмерным переменным $Q' = Q/Q_0$, $I' = I/\omega Q_0$, $t' = \omega t$, $x = U^*/U_0$, $\alpha = \omega T$ и опуская в дальнейшем штрихи, получаем

$$\dot{Q} + Q = x, \quad \dot{Q} + I = 0, \quad Q(0) = \cos \alpha, \quad I(0) = \sin \alpha. \quad (5)$$

Решение (5) имеет вид

$$Q = x + S \cos(t + \varphi), \quad I = S \sin(t + \varphi),$$

где

$$S = (1 + x^2 - 2x \cos \alpha)^{1/2}, \quad \cos \varphi = (\cos \alpha - x)/S. \quad (6)$$

Найдем эффективность ввода энергии в ОСР $K = W/W_0$, где $W_0 = CU_0^2/2$ — энергия, запасенная в конденсаторной батарее питания разряда; $W = \int U^* I(t) dt$ — энергия, выделившаяся в разряде к моменту обращения в нуль разрядного тока. Используя (6), легко найти

$$K = 2x(\cos \alpha - x + S). \quad (7)$$

В пределе при $\alpha \rightarrow 0$, т. е. для традиционного ОСР с кратковременной пред-ионизацией, из (7) следует известное выражение $K = 4x(1-x)$ для эффективности ввода энергии в ОСР (см., например, [3, гл. 13]).

Найдем оптимальные соотношения параметров, входящих в (7), при которых эффективность ввода энергии достигает максимума. Дифференцируя (7) по x и приравнявая производную нулю, получаем, что при

$$x = 1/2 \cos \alpha \quad (8)$$

$K = K_{\max} = 1$, т. е. в разряд вкладывается вся запасенная энергия. Переходя к размерным величинам, запишем (8) в виде

$$U_0 = 2U^* \cos \omega T. \quad (9)$$

Видно, что при $\omega T \rightarrow 0$ из (9) имеем известный вывод о необходимости двойного перенапряжения $U_0 \approx 2U^*$ для оптимального ввода энергии в ОСР. Если же $\omega T \neq 0$, то из (9) получаем важное следствие о возможности эффективного ввода энергии в ОСР при пониженных начальных напряжениях, что особенно существенно для газовых промежутков с большими межэлектродными расстояниями.

Отметим, что неравенства (1) и (2), определяющие пределы применимости указанного подхода, могут быть нестрогими. При этом, естественно, выражения (7)–(9) становятся приближенными, но главный вывод о возможности снижения уровня начального напряжения остается в силе.

Перейдем к анализу пределов применимости используемого приближения.

Анализ основных соотношений

Из проведенного рассмотрения следует, что существует два ограничения реализации режима ОСР с развитым начальным током. Первое из них связано с необходимостью высокой степени начальной ионизации рабочего промежутка (условие (1)). Второе вызывается конечностью длительности переходных процессов установления электронной концентрации и нарастания напряжения по окончании инжекции электронного пучка. Таким образом, для нахождения границ применимости полученных соотношений необходимо найти явные выражения для временных параметров задачи, входящих в условие (2). Рассмотрим более детально процессы, происходящие в разрядном контуре после отключения электронного пучка до момента зажигания ОСР.

Уравнение для разрядного контура в этом случае имеет вид

$$LdI/dt + [R_0 + R(t)]I + Q/C = 0. \quad (10)$$

Здесь R_0 — сопротивление разрядного промежутка, определяемое ионизацией рабочего объема электронным пучком ($R_0 = A/N$), а $R(t) \sim A\beta t$ определяет рекомбинационное нарастание сопротивления по окончании действия пучка.

Введем два безразмерных параметра $F_C = A\beta C$ и $F_L = FL/A$, где β — коэффициент рекомбинации, Ψ — объемная скорость рождения электронных пар. Физический смысл этих параметров заключается в следующем. $F_C^{1/2}$ определяет максимальное перенапряжение на разрядном промежутке после отключения электронного пучка, а F_L является мерой реактивности рассматриваемой цепи

и равно отношению времени индуктивного разряда через сопротивление $R_0 = A/N$, где $N = (\Psi/\beta)^{1/2}$ ко времени установления электронной концентрации $t_N = (\Psi\beta)^{-1/2}$.

Легко заметить, что неравенство (1) можно записать в виде

$$F_L \gg F_C, \quad (11)$$

а уравнение (10) в безразмерных единицах

$$I + [(F_C/F_L)^{1/2} + F_C t] I + Q = 0 \quad (12)$$

с начальным условием по току

$$I_0 = \sin \alpha.$$

Полагая последний член в этом уравнении малым и воспользовавшись (3.2), получим

$$I + F_C t I = 0, \quad (13)$$

откуда находим характерное время изменения тока в уравнении (12)

$$\tau_{\text{эф}} = 1/\sqrt{F_C}.$$

Можно показать, что допущенное предположение о малости величины Q в уравнении (12) справедливо, если

$$\text{tg } \alpha \gg \tau_{\text{эф}}.$$

Это условие выполнимо практически для любых α , если $F_C \gg 1$. Из (13) можно также легко найти, что $\tau_{\text{эф}}$ — это время нарастания напряжения на разрядном промежутке до максимального значения, равного $\sqrt{F_C} \sin \alpha$, в случае, если не загорается ОСР. Тогда для времени выхода напряжения на уровень загорания ОСР имеем

$$t_L \simeq \frac{x}{F_C \sin \alpha}, \quad (14)$$

откуда

$$\frac{t_L}{t_N} = \frac{x}{\sin \alpha} \left(\frac{F_L}{F_C} \right)^{1/2} \gg 1, \quad (15)$$

поскольку в условиях рассматриваемой задачи можно полагать $x \sim 1$.

Теперь, полагая, что длительность ОСР $T_P \sim \omega^{-1} = \sqrt{LC}$, запишем условие (2) в безразмерных единицах

$$t_L = \frac{x}{F_C \sin \alpha} \ll \min(\alpha, 1) \quad (16)$$

или, учитывая, что в интересующем нас случае $\alpha \leq 1$,

$$\frac{x}{F_C \sin \alpha} \ll \alpha. \quad (16')$$

Таким образом, неравенствами (11), (15) и (16') определяются пределы применимости выражений (5)—(9). При этом условие (11) определяет необходимую плотность тока электронного пучка, а (16) — его продолжительность.

Укажем окончательно, что при $x \sim 1$ и $\alpha \sim 1$ все эти неравенства сводятся к следующему:

$$F_L \gg F_C \gg 1. \quad (17)$$

Заключение

Оценим реальность требований, накладываемых соотношением (17) на входящие в него параметры для конкретных численных значений. Для газового разряда атмосферного давления в типичных смесях $\Psi \sim 10^{18} - 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

[12, 11, 3]. Величина коэффициента рекомбинации лежит обычно в пределах $\beta \sim 10^{-6} - 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [12]. Для установок с отношением величины межэлектродного расстояния к площади поперечного сечения разряда $\sim 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ значение $A \sim 10^{13} \text{ Ом} \cdot \text{см}^{-3}$. Выбирая $L=10 \text{ мкГн}$ и $C=5 \text{ мкФ}$, а также принимая $\Psi=10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\beta=2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, получаем $F_L=10^2$ и $F_C=10$. Таким образом, неравенства (17) выполняются с хорошим запасом. Отметим еще раз, что эти неравенства могут быть нестрогими. Например, в случае обычных $L \sim 1 \text{ мкГн}$ и $C \sim 2 \text{ мкФ}$ при тех же Ψ , β и A имеем $F_L=10$ и $F_C=4$. Ясно, что для этих значений будет реализован режим, отличающийся от рассмотренной модели. При этом соотношение между начальным напряжением и напряжением горения ОСР должно подбираться экспериментально с точки зрения достижения максимального значения энерговклада, но вывод о возможности снижения начального зарядного напряжения остается в силе. Следует обратить внимание на интересную возможность питания ОСР от индуктивного накопителя при иницировании разряда сильноточным электронным пучком. Как известно, величина напряжения на разрядном промежутке в данном случае будет определяться в первый момент фактически только сопротивлением последнего. Поэтому в традиционных схемах формирования ОСР с низкой электронной концентрацией в объеме должно возникать значительное перенапряжение. Причем это перенапряжение будет наблюдаться в течение времени $\tau_i \simeq (\alpha_i V_e)^{-1}$ [3] (α_i — коэффициент ионизационного размножения, V_e — скорость дрейфа электронов), необходимого для достижения требуемой объемной электронной концентрации. Время τ_i может быть сравнимо с временем развития разряда [3, 12]; таким образом, создаются благоприятные условия для срыва разряда. В случае большой начальной концентрации электронов в разрядном промежутке, когда $R_0 \ll \rho$, напряжение разряда нарастает вслед за сопротивлением в течение времени $t_N \sim (\Psi\beta)^{-1/2}$, достигая уровня зажигания ОСР. Затем ток разряда и вкладываемая мощность линейно спадают до нуля за время $T_P = LI_0/U^*$, где I_0 — начальный ток индуктивного накопителя.

В заключение отметим, что экспериментальная работа [13], использующая метод электровзрывных прерывателей для накопления энергии в индуктивности и последующего ускоренного ввода энергии в разряд, по сути очень близка к рассмотренной задаче. Поэтому приведенные теоретические соображения, видимо, приемлемы и для указанной работы. Этот вопрос, однако, требует более детального рассмотрения. С другой стороны, важные экспериментальные выводы работы [13] об увеличении мощности ввода энергии в разряд, сокращении времени ОСР и повышении устойчивости разряда могут быть прямо перенесены на настоящую работу.

Список литературы

- [1] Горячкин Д. А., Иртуганов В. М., Калинин В. П. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2656—2661.
- [2] Аполлонов В. В., Кононов И. Г., Прохоров А. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 7. С. 401—405.
- [3] Газовые лазеры / Под ред. И. Мак-Даниеля, У. Нигэва. М.: Мир, 1986. 548 с.
- [4] Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данильчев В. А., Сучков А. Ф. // УФН. 1974. Т. 114. № 2. С. 213—247.
- [5] Велихов Е. П., Письменный В. Д., Разимов А. Т. // УФН. 1977. Т. 122. № 3. С. 419—447.
- [6] Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. // УФН. 1978. Т. 126. № 3. С. 451—477.
- [7] Reits V. J., Olbertz A. H. // Appl. Phys. Lett. 1975. Vol. 27. N 1. P. 24—25.
- [8] Аполлонов В. В., Державин С. И., Кононов И. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Вып. 7. С. 425—428.
- [9] Аполлонов В. В., Бункин Ф. В., Державин С. И. и др. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6. № 6. С. 1176—1185.
- [10] Алиев А. А., Аполлонов В. В., Азунев Н. и др. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 4. С. 735—739.
- [11] Dupes L. J., Lowke J. J. // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 23. N 3. P. 130—132.
- [12] Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. и др. Инжекционная газовая электроника. Новосибирск: Наука, 1982. 239 с.
- [13] Гейман В. Г., Генкин С. А., Королев Ю. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 1. С. 57—60.