

УДК 538.4  
533.93ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ  
ПРИ ВЫСОКИХ НАПРЯЖЕННОСТЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Ю. И. Бычков, В. В. Кремнев, В. Ф. Тарасенко

(Томск)

Показана возможность теоретических расчетов энергии, вводимой в газ, на примере электрического разряда в азоте при высоких значениях  $E/p$ .

Механизм развития разряда и динамика протекающих процессов в сильно перенапряженных газовых промежутках изучены недостаточно. В [1, 2] проведены теоретические исследования и приведены экспериментальные данные, показывающие, что при условии, когда приложенное напряжение в несколько раз превышает статическое пробивное, механизм разряда качественно меняется и существенно отличается от известных таунсендовского и стримерного. В области значений  $E/p = 100 \div 500$  в/см·мм рт. ст. ( $E$  — напряженность электрического поля,  $p$  — давление газа) можно выделить две характерные стадии [3] — фазу нестационарного разряда, в которой происходит быстрое нарастание тока, и, соответственно, спад напряжения за время  $\sim 10^{-9}$  сек. Рост тока в этой стадии в основном обусловлен лавинным размножением электронов. Во второй фазе, квазистационарного тления, по ряду признаков разряд соответствует тлеющему. При этом рост тока существенно замедляется. Стадия квазитлеющего разряда продолжается в течение нескольких десятков наносекунд, а затем переходит в искровой канал.

Такой тип разряда находит важные практические применения: в быстро действующих коммутаторах [4], для получения высоковольтных импульсов с малыми фронтами нарастания тока, а также для возбуждения оптических квантовых генераторов, например азотного [5].

Для создания инверсии населенности в азоте между уровнями  $C_3\pi_u$  и  $B_3\pi_g$  требуется, во-первых, большая скорость нарастания тока, во-вторых, высокая электронная температура  $\sim 10$  эв, т. е. значение  $E/p$  в течение периода накачки  $\sim 10^{-8}$  сек должно быть достаточно большим  $2 \div 3 \cdot 10^2$  в/см·мм рт. ст.

Квантовый коэффициент полезного действия в азоте на длине волны 3371 Å достаточно высокий  $\sim 16\%$ , однако в известных конструкциях практический к. п. д. 0.01  $\div$  0.1%. Основной причиной является неэффективная передача энергии от накопителя.

В данной работе показана возможность теоретических расчетов энергии, вводимой в газ, на примере электрического разряда в азоте при высоких значениях  $E/p$ .

Подобные теоретические расчеты для известных конструкций оптических квантовых генераторов на азоте не проводились в связи с неопределенностью физических процессов. На основании результатов исследований [1] примем, что разряд протекает согласно механизму лавинного роста тока. Предполагаем, что в сильноточной стадии разряда электрическое поле распределено равномерно вдоль промежутка, за исключением прикатодной области. Искажение поля объемным разрядом в прикатодной области незначительно влияет на энерговклад.

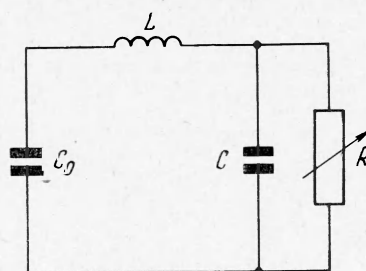
Ток через промежуток определяется согласно [2]

$$(1) \quad i = eN_0vd^{-1} \exp\left(\int_0^t \alpha v dt\right)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $N_0$  — начальное число электронов,  $d$  — межэлектродный зазор,  $\alpha$  и  $v$  — коэффициент ударной ионизации и дрейфовая скорость электронов, определяемые из [6, 7]

$$\alpha = A p \exp(-Bp/E), \quad v = k_0 E/p$$

$k_0 \approx 3 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>·мм рт. ст./в·сек,  $A = 10$  см·мм рт. ст.,  $B = 300$  в/см·мм рт. ст. для диапазона  $30 < E/p < 300$  в/см·мм рт. ст. для азота,  $p$  — давление газа в мм рт. ст.,



Фиг. 1

$t$  — время. Расчеты приводим для схемы (фиг. 1), в которой емкость  $C_0$ , заряженная до напряжения  $U_0$ , через индуктивность  $L$  разряжается на газовый промежуток  $R$ . Из-за малой величины влиянием междуэлектродной емкости  $C$  можно пренебречь.

Система уравнений, используемая в расчете

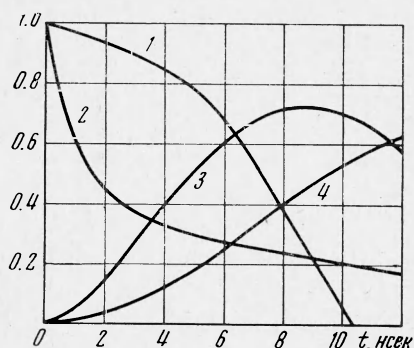
$$(2) \quad z - \frac{dy}{d\tau} = x, \quad y = Nx \exp \left[ \int_0^{\tau} \Pi \exp(-M/x) x d\tau \right]$$

$$z = 1 - \int_0^{\tau} y d\tau, \quad w = 2 \int_0^{\tau} xy d\tau = \int_0^{\tau} U idt / \frac{1}{2} C_0 U_0^2$$

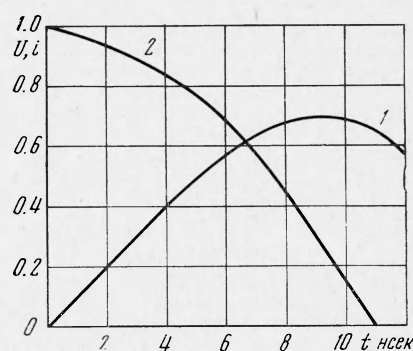
$$z = \frac{U_*}{U_0}, \quad y = i / \frac{U_0 \sqrt{C}}{\sqrt{L}}, \quad x = \frac{U}{U_0}, \quad \tau = \frac{t}{\sqrt{LC_0}}, \quad M = \frac{Bpd}{U_0}$$

$$\Pi = \frac{Ak_0 U_0}{d} \sqrt{LC_0}, \quad N = \frac{eN_0 k_0}{pd^2} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

где  $U$ ,  $U_0$ ,  $U_*$  — напряжение на промежутке и напряжение на емкости, зарядное и текущее,  $w$  — вкладываемая энергия. В качестве начальных условий использовалась такая максимальная величина  $N_0$  для электронов, которая еще не влияет на изменение напряжения на элементах контура [2]. При этом полагаем, что напряжение на емкости не успевает снизиться и равно начальному  $U_0$ , а напряжение на промежутке определяется системой (2) при заданном начальном напряжении на емкости.



Фиг. 2



Фиг. 3

Численное решение системы (2) с использованием ее разностной модификации выполнено на ЭВМ-222 шаг за шагом по стандартной программе нахождения корней трансцендентных уравнений. В процессе спада напряжения на промежутке требовался выбор очень малых величин  $\Delta\tau = \tau_{i+1} - \tau_i$  порядка  $10^{-3} \div 10^{-5}$ , которые варьировались для получения устойчивого решения. Для конкретных значений  $C_0 = 6300$  пкф,  $E_0/p = 300$  в/см·мм рт. ст.,  $L = 3.3$  нгн,  $p = 30$  мм рт. ст. на фиг. 2 представлены зависимости изменения во времени напряжения на емкости  $U_*/U_0$  (1), напряжения на газовом зазоре  $U/U_0$  (2), тока  $i/i_0$  (3) и вкладываемой энергии  $w$  (4).

За счет лавинного размножения происходит быстрый спад напряжения на газовом промежутке и при сохранении  $E/p$  до 90 в/см·мм рт. ст., вкладывается только 17% запасаемой энергии в емкости  $C_0$ .

Экспериментальная проверка проводилась на установке, схема которой показана на фиг. 1, где емкость  $C_0 = 6 \cdot 10^{-9}$  ф импульсно заряжалась до напряжения  $U_0 = 20 \div 30$  кВ за время запаздывания пробоя исследуемого промежутка. Давление азота изменялось от 10 до 100 мм рт. ст. Индуктивность контура  $L = 3.3$  нгн, сечение разрядной области 9 см<sup>2</sup>, межэлектродный зазор 2.4 см. Разряд в промежутке инициировался подсветкой за счет разряда по поверхности опорного изолятора основного промежутка. На фиг. 3 в относительных единицах представлены осциллограммы тока (кривая 1) и напряжения (кривая 2) при  $E_0/p = 300$  в/см·мм рт. ст. и  $p = 30$  мм рт. ст. Напряжение регистрировалось емкостным делителем.

Сравнение эксперимента и теории (фиг. 2 и 3) дает хорошее согласие осциллограмм роста тока через газовый промежуток и изменения напряжения на емкости  $C_0$ , что оправдывает применение вышеописанной модели расчета для данных условий. Зарегистрировать процесс спада напряжения на плазме газового разряда при разряде

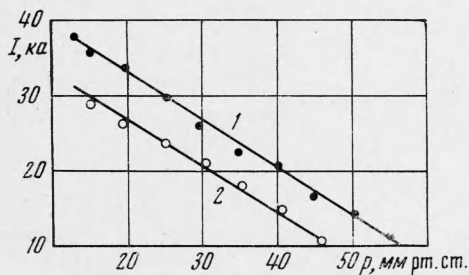
емкости в контурах с малым волновым сопротивлением  $\rho$  (в данном случае  $\rho = 0.74 \text{ ом}$ ) затруднительно, так как индуктивность контура оказывается соизмеримой с индуктивностью подводов и индуктивностью разрядной плазмы.

При увеличении давления и постоянном напряжении  $U_0$  наблюдается линейное уменьшение амплитуды максимального тока через газовый промежуток (фиг. 4: 1 —  $U_0 = 31 \text{ кВ}$ , 2 —  $U_0 = 25 \text{ кВ}$ ).

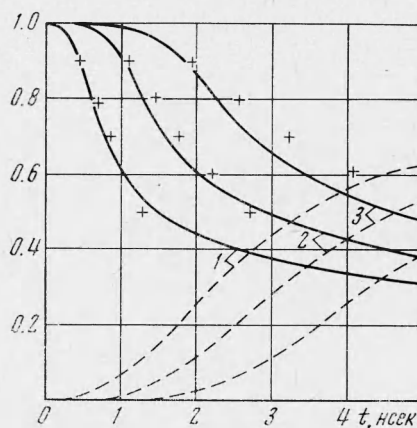
Для анализа влияния различных факторов на спад напряжения на газовом промежутке было найдено приближенное решение интеграла в экспоненте в (2) методом трапеции при  $x$ , близком к единице. Принимаем  $0.6 < x < 1$ . Пренебрегая спадом напряжения на емкости и производной  $dx/dt$ , получим

$$(3) \quad \tau = 2 \{ \Pi [ \exp(-M) + x \exp(-M/x) ] \}^{-1} \ln(1-x) [Nx^2 \exp(-M/x)]^{-1}$$

Зависимости  $\tau(x)$  представлены на фиг. 5 крестиками вместе с численным решением для  $E_0/p = 200 \text{ в/см} \cdot \text{мм}$  рт. ст.,  $L = 1.1 \text{ нГн}$ ,  $p = 30, 50, 100 \text{ мм}$  рт. ст. соответственно для 1, 2, 3. Сплошные линии — напряжение на газовом промежутке  $E/E_0$ , пунктирные — ток  $i/i_0$ . Как следует из фиг. 5, приближенный метод в опреде-



Фиг. 4



Фиг. 5

лении  $\Delta x = 1 - x$  отличается от точного примерно на  $20 \div 30\%$  и поэтому можно использовать (3) для выяснения влияния различных факторов на время коммутации в области больших  $E/p$ . Так, из (3) следует, что с уменьшением  $N$ , т. е. при уменьшении  $L$  и соответствующем увеличении  $C_0$  (чтобы сохранилось постоянное произведение  $LC_0$ , входящее в другой параметр) увеличивается время спада напряжения. Это связано с тем, что меньшая индуктивность позволяет пропустить больший ток без существенного уменьшения напряжения на промежутке. Напротив, с ростом  $\Pi$ , т. е. с увеличением давления при сохранении неизменной величины  $E/p$ , время коммутации уменьшается, так как член под логарифмом возрастает медленнее, чем убывает сомножитель перед логарифмом.

С ростом  $E_0/p$  при фиксированном  $p$  возрастает параметр  $\Pi$  и убывает  $M$ , т. е. убывает логарифмический член, сомножитель перед ним и уменьшается время коммутации.

Следует заметить, что (3) получено в пренебрежении разрядом емкости во время коммутации. Следовательно, выводы, полученные на основании соотношения (3) справедливы только при  $t \ll \frac{1}{2} \pi \sqrt{LC_0}$ .

Рассмотренный метод расчета может быть использован для выбора оптимальных параметров газоразрядного контура оптических квантовых генераторов, в которых возбуждение происходит электронным ударом при высоких значениях электронной температуры.

Поступила 27 XI 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Месля Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В. Импульсный наносекундный электрический разряд в газе. Усп. физ. н., 1972, т. 107, вып. 2, стр. 201—228.
2. Месля Г. А., Кремнев В. В., Коршунов Г. С., Янкелевич Ю. Б. Ток и напряжение искры при импульсном пробое газового промежутка в наносекундном диапазоне времени. Ж. тех. физ., 1969, т. 39, вып. 1, стр. 75—81.

3. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Орловский В. М. Диффузная и канальная стадии при пробое перенапряженных газовых промежутков. Изв. вузов, Физика, 1971, № 9, стр. 45—49.
4. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. Лавинный разряд в газе и генерирование нано- и субнаносекундных импульсов большого тока. Докл. АН СССР, 1970, т. 191, № 1.
5. Shipman J. D. Traveling wave excitation of high power gas lasers. Appl. Phys. Letters, 1967, vol. 10, No. 1.
6. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., «Наука», 1971.
7. Raether H. Electron avalanches and breakdown in gases. London, Butterworth, 1964.

УДК 533.95.7/8

### ОБ УСТОЙЧИВОСТИ КОЛЕБАНИЙ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ЭЛЕКТРОННО-ИОННОМ КОЛЬЦЕ

Г. П. Берман

(Красноярск)

Рассматриваются поперечные колебания конечной амплитуды в электронно-ионном кольце. Вдали от области линейных резонансов получено уравнение для медленно меняющихся амплитуд и найдены условия возбуждения неустойчивости типа «отрицательного давления». Вблизи нижней границы области линейной неустойчивости найдены условия, при которых нелинейность срывает устойчивость колебаний при конечных амплитудах.

1. В [1] исследовался вопрос об устойчивости электронно-ионного кольца относительно поперечных колебаний (неустойчивость типа «змейки» в приближении линейности поляризационной силы, возникающей при относительном смещении центров тяжести пучков. Оказывается, что существует область волновых чисел ( $k_- < k < k_+$ ), для которых имеет место неустойчивость. Появление поперечной неустойчивости связано с наличием резонансов на частотах электронно-ионных колебаний (вблизи  $k_+$ ) и на дошлеровских частотах колебаний электронов в фокусирующем магнитном поле (вблизи  $k_-$ ). Нелинейная стадия развития колебаний показывает, что вблизи верхней границы области неустойчивости ( $k_+$ ) нелинейная поляризационная сила стабилизирует неустойчивость на амплитудах, малых по сравнению с поперечным радиусом пучка [2]. В случае отсутствия внешней фокусировки электронов в [2] получено точное решение в виде нелинейной стационарной волны, движущейся вдоль пучка. При наличии нелинейности в электронно-ионном кольце возможны колебания с конечными амплитудами как вблизи области линейной неустойчивости, так и вдали от нее.

В работе получены уравнения, которые описывают колебания такого типа, и исследуется вопрос об их устойчивости.

В качестве модели выбраны два жестких пучка электронов и ионов, плотность частиц в поперечном сечении которых распределена по гауссовскому закону

$$(1.1) \quad n_{e,i}(r_{\perp}) = n_{e,i}^{(0)} \exp(-r_{\perp}^2/a_0^2)$$

где  $a_0$  — постоянная, характеризующая радиус пучков,  $r_{\perp}$  — модуль радиус-вектора частицы в плоскости поперечного сечения пучка. Измеряя все пространственные и временные величины в единицах  $a_0$  и  $\omega_0$  соответственно ( $\omega_0^2 = \pi e^2 n_e^{(0)} / M_i$  — частота колебаний ионов в поле электронов), запишем систему уравнений для поперечных смещений центров тяжести пучков [1, 2]

$$(1.2) \quad \begin{aligned} d^2x/dt^2 + \lambda^2 x &= -\delta(x-y)[1 - \frac{1}{4}(y-x)^2], \quad d^2y/dt^2 = (x-y)[1 - \\ &- \frac{1}{4}(y-x)^2] \\ d/dt &\equiv \partial/\partial t + v\partial/\partial z, \quad \delta = n_i^{(0)} M_i / \gamma n_e^{(0)} m_e, \quad \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \end{aligned}$$

Здесь  $x(y)$  — смещение электронов (ионов),  $\lambda$  — частота колебаний электронов во внешнем фокусирующем поле,  $v$  — скорость электронов.

Поляризационная сила в (1.2), возникающая при поперечном смещении центров тяжести пучков, вычислена для распределения (1.1) в предположении малой нелинейности ( $x, y \ll 1$ ).