

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДНОГО КОНТУРА НА РЕЖИМ ВВОДА ЭНЕРГИИ В ГАЗ ПРИ САМОСТОЯТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ

Ю. И. Бычков, В. П. Кудряшов, В. В. Осипов, В. В. Савин
(Томск)

Предложена модель расчета характеристик объемного газового разряда, использующегося при накачке электроразрядных лазеров. Обсуждается зависимость режима ввода энергии в плазму газового разряда от параметров разрядного контура.

В настоящее время существуют два типа мощных импульсных лазеров высокого давления: электроионизационные лазеры [1], в которых несамостоятельный разряд поддерживается инжектируемым электронным пучком или мощной ультрафиолетовой подсветкой, и электроразрядные лазеры с самостоятельным разрядом, инициирование которого обеспечивается вспомогательными разрядами [2, 3]. Интерес к таким лазерам обусловлен тем, что вследствие простоты своей конструкции по сравнению с электроионизационными лазерами они могут найти широкое применение в технологии и для научных исследований.

Известно, что эффективность CO_2 -лазера существенно зависит от режима ввода энергии в рабочий газ, в частности, от величины E/p , где E — напряженность поля; p — давление газа [1, 4, 5]. В электроионизационных лазерах, где требуемая электронная плотность достигается за счет внешнего ионизатора, можно произвольно задавать E/p и, таким образом, достигать высокой эффективности лазера. В электроразрядных лазерах размножение электронов определяется ударной ионизацией, поэтому здесь необходимы достаточно высокие начальные напряженности поля (не ниже статических пробивных), которые неоптимальны с точки зрения накачки CO_2 -лазера. Однако по мере разрядки накопительной емкости E/p уменьшается, так что в итоге эффективность лазера зависит от того, какая часть энергии накопителя вводилась в газ при оптимальных значениях E/p . Таким образом, при исследовании электроразрядного CO_2 -лазера надо связать параметры электрической цепи и разрядного промежутка с режимом ввода энергии в активную среду.

Будем считать, что разряд имеет объемный характер и катодное падение потенциала мало по сравнению с напряжением, приложенным к промежутку [6]. Тогда уравнения, описывающие разряд в контуре, представляющем собой последовательно включенные накопительную емкость C , индуктивность L и газовый промежуток, имеют вид

$$(1) \quad \begin{aligned} L di/dt &= U_c - U; \\ dn/dt &= (\alpha - \eta)vn - \beta n^2 + \psi_n(t); \\ dU_c/dt &= -i/C + \psi_u(t); \\ dW/dt &= iU/Sd; \quad i = nevS, \end{aligned}$$

где n — электронная плотность; v — дрейфовая скорость электронов; α , β , η — коэффициенты ударной ионизации, объемной рекомбинации и прилипания; W — энергия, вложенная в единицу объема газа; S — площадь разряда; e — заряд электрона; $\psi_n(t)$ — скорость рождения электронов за счет вспомогательного разряда; $\psi_u(t)$ — скорость подачи на-

пряжения на емкость C от внешнего накопителя; d — межэлектродное расстояние.

Если зависимости $(\alpha - \eta)/p$ от E/p известны для чистых газов CO_2 , N_2 , He [7, 8], то определение таких зависимостей для смесей $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ остается нетривиальной задачей. В последнее время появились работы [4, 5], в которых проводится расчет функции распределения электронов по энергиям и энергетического баланса электронов при разряде в смесях $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ и показано, что добавление даже небольшого количества молекулярного газа к гелию резко изменяет функцию распределения электронов, сдвигая ее максимум в сторону малых энергий и «обрезая» высокоэнергетическую часть. Это обусловлено большими ($\sim 10^{-16} \text{ см}^2$) сечениями возбуждения колебательных уровней молекул низкоэнергетическими электронами. Сравнивая сечения ионизации гелия и молекулярных газов [14], можно заметить, что размножение электронов в смесях $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ обусловлено практически только соударениями электронов с молекулярной компонентой, а соударения с гелием при этом несущественны. Аналогичные рассуждения можно провести относительно доли энергии электронов, переданной на возбуждение различных энергетических уровней, — практически вся энергия идет на возбуждение колебательных и электронных уровней молекулярных газов, причем ее распределение между уровнями зависит от E/p [4, 5].

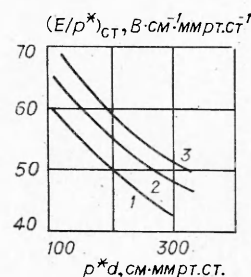
В таком случае можно считать, что давление молекулярного газа p^* и величина E/p^* определяют энергетический баланс и функцию распределения электронов при разряде в смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$. Об этом свидетельствуют также результаты экспериментального исследования газового разряда. Показано [9], что увеличение давления смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ до 3,5 атм за счет добавления гелия к постоянному количеству молекулярного газа не влияет на зависимость энерговклада от напряженности поля. Анализируя данные по статическим пробивным напряжениям, полученные для смесей $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ (фиг. 1, кривые 1—3 соответствуют смесям 1 : 1 : 0, 1 : 1 : 1, 1 : 3 : 3), сделаем вывод, что пробивные напряженности поля определяются величиной p^* при концентрации гелия в смеси менее 50%.

Таким образом, величины $(\alpha - \eta)$, фигурирующие в уравнениях (1), (3), определены следующим образом:

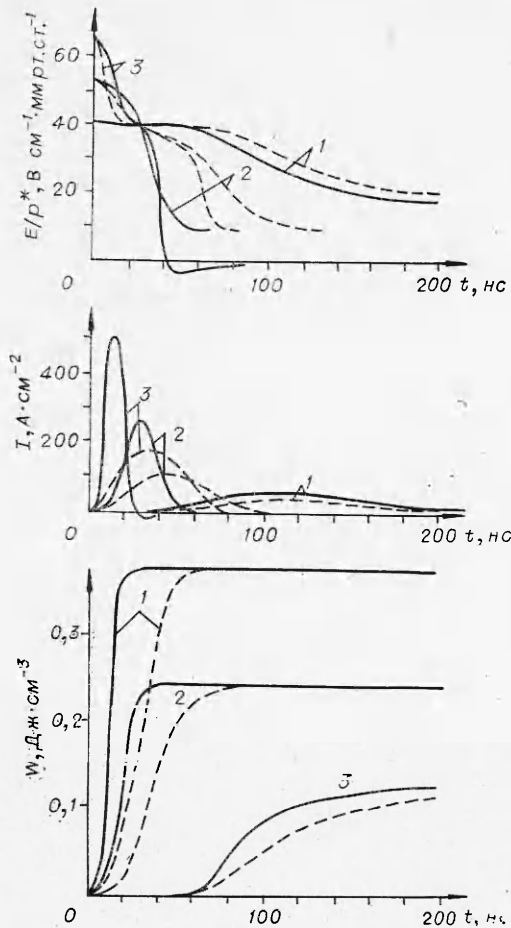
$$(2) \quad \alpha - \eta = p^*(\alpha - \eta)/p^* \cdot (E/p^*),$$

где $(\alpha - \eta)/p^*$ для смеси молекулярных газов $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ определяется интерполяцией между значениями $(\alpha - \eta)/p^*$ для чистых CO_2 , N_2 [7, 8]. Коэффициенты объемной рекомбинации β определялись по [10, 11], а подвижности электронов M по данным [5] для смесей $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$.

Перейдем к расчету режима ввода энергии в газ для конкретных контуров. На фиг. 2 показаны зависимости E/p^* в разрядном промежутке, плотности тока и введенной в газ энергии от времени для азота при $p^* = 1 \text{ атм}$, $d = 1 \text{ см}$, $S = 1 \text{ см}^2$, $C = 3 \cdot 10^{-10} \text{ Ф}$; значения E_0/p^* равны 44; 53; 65 $\text{В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мм рт.ст.}^{-1}$ — кривые 1—3 соответственно; $L = 10^{-7} \text{ Г}$ и 10^{-6} Г — сплошные и штриховые кривые соответственно. Начальные условия для уравнений (1) задавались в виде $n(0) = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $U(0) = U_c(0) = U_0$; $W(0) = 0$; $E_0/p = U_0/pd$ и полагалось $\psi_n = \psi_u = 0$. Видно, что напряженность поля в плазме практически не зависит от индуктивности при малых перенапряжениях, однако по мере роста перенапряжения влияние индуктивности на характер изменения E/p^* во



Фиг. 1



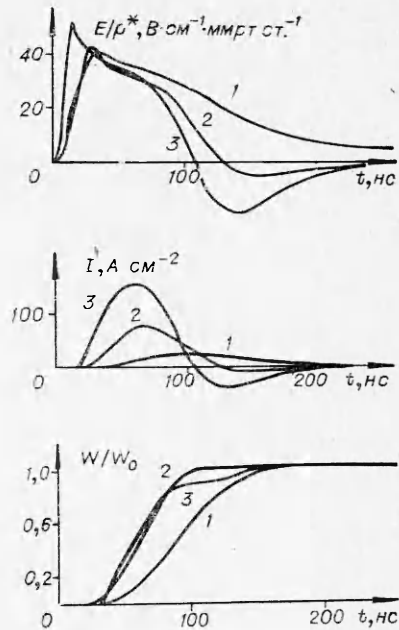
Фиг. 2

менее длительное поддержание E/p^* на этом уровне («ступенька»), спад E/p^* с возможным переходом в колебательный режим. Наличие и длительность отдельных фаз определяется величиной $E_0/p^* = U_0/p^*d$ и в меньшей степени — волновым сопротивлением контура. Отметим, что в рассматриваемом контуре уже при перенапряжениях $E_0/E_{ст} \sim 1,3$ практически вся энергия вводится в газ при высоких напряженностях поля ($E \geq E_{ст}$, где $E_{ст}$ — статическая пробивная напряженность поля).

Расчет режима ввода энергии в смесь $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ проводился для контура с параметрами $C = 4 \cdot 10^{-10}$ Ф; $L = 1,5 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-5}$ Г. Поскольку в реальном контуре напряжение на емкость C подавалось с фронтом $\tau \sim 2,5 \cdot 10^{-8}$ с и в течение этого времени осуществлялась ионизация газа вспомогательным разрядом [12], дававшая начальное количество электронов $n_0 \sim 10^{11} - 10^{12}$ см $^{-3}$, начальные условия для уравнений (1), были записаны в виде, позволяющем моделировать пробой газового промежутка: $n(0) = 0$; $U(0) = U_c(0) = 0$;

$$\psi_n(t) = \begin{cases} n_0/\tau; & t \leq \tau \\ 0; & t > \tau; \end{cases}$$

$$\psi_U(t) = \begin{cases} U_0/\tau; & t \leq \tau \\ 0; & t > \tau. \end{cases}$$



Фиг. 3

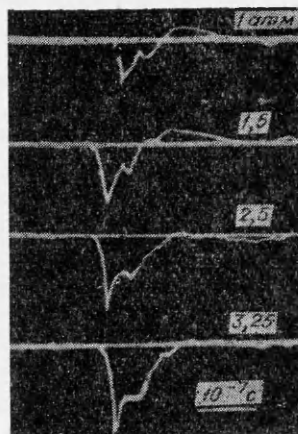
времени сказывается все сильнее. При перенапряжениях, приближающихся к двукратным, наблюдается переход к колебательному режиму разряда. Характерной особенностью зависимостей $E/p^*(t)$ является наличие следующих основных фаз: сброс E/p^* до значений, примерно соответствующих статическим пробивным, более или

На фиг. 3 приведены результаты расчета для смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 5$ при давлении 1,5 атм, что соответствует $p^* = 420$ мм рт. ст., $d = 3$ см; $S = 9$ см²; $C = 4 \cdot 10^{-10}$ Ф; $L = 1,5 \cdot 10^{-6}$ Г; значения E_0/p^* равны 42; 62; 92 В·см⁻¹·мм рт. ст.⁻¹ — кривые 1—3 соответственно. При перенапряжениях порядка двукратного напряжение и ток имеют колебательный характер. При перенапряжениях $E_0/E_{\text{ст}} \sim 2,3$ за первый «полупериод» в газ вводится около 90% запасенной энергии, а при перенапряжениях $\sim 1,6$ — вся запасенная энергия.

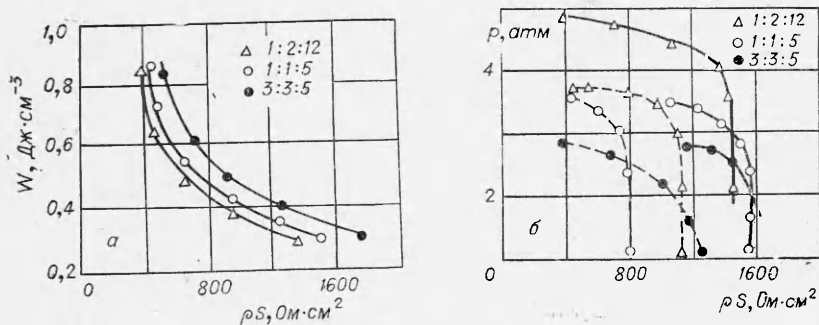
Экспериментальные результаты получены при использовании в качестве емкости C генератора импульсов напряжения, собранного по схеме Маркса [15]. Емкость генератора «в ударе» составляла $4 \cdot 10^{-10}$ Ф, собственная индуктивность $L_0 = 3 \cdot 10^{-7}$ Г. В ходе эксперимента параметры варьировались в следующих пределах: индуктивность $L = (1,5-2) \cdot 10^{-6}$ Г; $U_0 = (157-225)$ кВ, давление газовой смеси 1—5 атм, концентрация гелия в смеси 45—80%, активный объем не более $3 \times 1,5 \times 9$ см³. Предварительная ионизация смеси осуществлялась вспомогательным разрядом по поверхности диэлектрика. Техника осуществления предварительной ионизации изложена в [12]. Для повышения степени преионизации в рабочую среду вводились пары μ -ксилола, парциальное давление которого составляло 1—3 мм рт. ст. [13].

Влияние начальных E/p на характер ввода энергии в газ исследовалось в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 5$ при $U_0 = 157$ кВ и $d = 2$ см. Осциллограммы напряжения приведены на фиг. 4. Видно, что напряжение на плазме в квазистационарной фазе пропорционально давлению, как и следует из расчетов; в зависимости от начального перенапряжения изменяется и характер разряда: при перенапряжениях выше двукратного разряд имеет колебательный характер, а ниже — аperiodический.

Поскольку процессы, ответственные за появление в промежутке дугового канала, недостаточно изучены, в расчетах не рассматривался переход разряда из объемной стадии в дуговую и результаты расчетов применимы только для объемного разряда. Выявление области применения подобных расчетов проведено экспериментально. Для этого исследована предельная плотность энергии, вводимой в газ без образования дугового канала в зависимости от скорости ввода энергии в газ, определяющейся



Фиг. 4



Фиг. 5

произведением ρS (ρ — волновое сопротивление контура), состава и давления газа. На фиг. 5, а приведена зависимость предельных энерговкладов, при которых разряд еще имеет объемный характер при атмосферном давлении, от параметра ρS для $d = 2,6$ см. Зависимость давления, при котором достигается предельный энерговклад в объемной стадии разряда от ρS , показана на фиг. 5, б при $U_0 = 200$ кВ для $d = 3$ и $2,6$ см — сплошные и штриховые кривые соответственно. Соотношение компонентов смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ указано на фиг. 5, а, б. Интересно отметить, что при высоких энерговкладах и давлении 1—2 атм энергия, вводимая в объемный разряд, растет с теплоемкостью газовой смеси.

Таким образом, предложена модель и методика расчета режима ввода энергии в газ, использование которых дает результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными. Область применимости методики определена опытным путем. Полученные результаты могут быть использованы при расчете характеристик электроразрядных лазеров на двуокиси углерода.

В заключение авторы благодарят Ю. Д. Королева за полезные обсуждения.

Поступила 17 III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе. — «Усп. физ. наук», 1974, т. 114, вып. 2, с. 213—247.
2. Laflamme A. K. Double discharge excitation for atmospheric pressure CO_2 -lasers. — «Rev. Sci. Instrum.», 1970, vol. 41, p. 1578—1582.
3. Richardson M. C., Alcock A. J., Leopold N., Burtin P. A. 300 — J multigigawatt CO_2 -laser. — «IEEE J. Quant. Electron.», 1973, vol. QE-9, p. 236—243.
4. Nighan W. L., Bennet J. H. Electron energy distribution functions and vibrational excitation rates in CO_2 -lasers mixture. — «Appl. Phys. Lett.», 1969, vol. 14, p. 240—242; Nighan W. L. Electron energy distributions and collisional excitation rates in N_2 , CO , CO_2 and their mixtures. — «Phys. Rev. A», 1970, vol. 2, p. 1989—2000.
5. Лобанов А. Н., Сучков А. Ф. Функция распределения и баланс энергии электронов в электроионизационном лазере на двуокиси углерода. — «Квантовая электроника», 1974, т. 1, с. 1527—1535.
6. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Сучков А. Ф. Электрический ток в сжатых N_2 , CO_2 и их смесях в условиях сильной ионизации электронным пучком. — ЖТФ, 1972, т. 42, с. 2540—2549.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газе (установившийся ток). М., «Наука», 1971.
8. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1972.
9. Бычков Ю. И., Коновалов И. Н., Курбатов Ю. А., Орловский В. М. Электроионизационный лазер на CO_2 с энергией излучения 2,5 Дж в импульсе. — ПТЭ, 1974, № 3, с. 165—167.
10. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В., Королев Ю. Д., Курбатов Ю. А., Савин В. В. Объемный разряд, возбуждаемый коротким электронным пучком в газе при высоком давлении. Томск, препринт ИОА СО АН СССР, № 3, 1972.
11. Kast S. J., Cason C. Performance comparison of pulsed discharge E-beam controlled CO_2 -lasers. — «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, p. 1631—1637.
12. Бычков Ю. И., Осипов В. В., Тарасенко В. Ф. Импульсный лазер на двуокиси углерода, возбуждаемый по методу двойного разряда. — «Квантовая электроника», 1973, № 3(15), с. 122—129.
13. Справочник химика. Т. 1. М.—Л., «Химия», 1966.
14. Jusick A. T., Watson C. E., Peterson L. R., Green A. E. S. Electron impact cross sections for atmospheric species. — «J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, p. 3943—3953.
15. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование высоковольтных импульсов напряжения. М., «Энергия», 1970.