

**О ПРЕДЕЛЬНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ
ИМПУЛЬСНЫХ ТЕА-ЛАЗЕРОВ НА CO₂**

А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко, Р. И. Солоухин

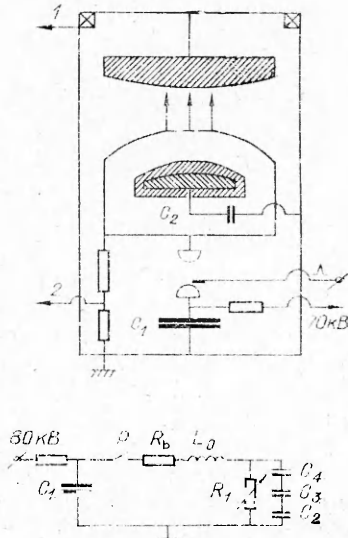
(Новосибирск)

В работе представлены результаты экспериментальных исследований по выяснению особенностей процесса поглощения больших удельных плотностей электрической энергии в широком диапазоне давлений (0,1 ÷ 0,5 атм CO₂ — 2N₂—0,5 Н₂). Было установлено наличие ограничений ($E_0/p \geq 45$ В·см·тор, $Q/p \leq 1$ Дж/см³·атм), обуславливающих область существования диффузионного разряда, что позволило определить связь между предельной величиной плотности электрической энергии, которая может быть поглощена в разряде, начальными параметрами системы и величиной излучаемой энергии.

Наряду с развитием техники мощных импульсных лазеров электроионизационного типа, использующих для создания однородного разряда в плотном газе электронный пучок, продолжает сохраняться интерес и к наиболее простым лазерным системам с возбуждением оптически активной среды при больших давлениях с помощью двойного поперечного электрического разряда (ТЕА—СО₂-лазеры). [1-4]. Исследования таких систем выявили ряд недостаточно изученных сторон проблемы создания эффективной импульсной лазерной системы на этом принципе. Прежде всего отсутствует четкий ответ на вопрос о том, какие именно процессы ответственны за ограничения в величине электрической энергии, поглощаемой в разряде без перегрева и в устойчивом режиме, каковы предельные значения коэффициента усиления и энергетического КПД всей системы и т. п.

При больших плотностях вкладываемой энергии существенную роль начинает играть тушение электронами колебательно-возбужденных состояний молекул, что может существенно изменить как функцию распределения электронов, так и среднюю энергию электронов и молекул газа. В данной работе приводятся результаты исследований динамики поглощения электрической энергии в импульсных разрядах и устанавливается связь между ее предельным значением, начальными параметрами системы и величиной излучаемой энергии.

1. Экспериментальная установка и методы измерения. Принципиальная схема установки и эквивалентная электрическая схема системы приведены на фиг. 1. Емкость C_1 заряжается выпрямителем до напряжения $U_0 \approx 0 \div 80$ кВ. При срабатывании разрядника R через цепь с индуктивностью L_0 напряжение подается на разрядный промежуток и систему начальной ионизации. При пробое воздушной емкости C_4 возникает разряд,



Ф и г. 1

являющийся мощным источником ультрафиолетового излучения. Вспомогательные емкости C_2 и C_3 определяют динамику поджигающего разряда и позволяют создать дополнительное перенапряжение на разрядном промежутке, что существенно влияет на скорость начальной ионизации в основном объеме. Основной разряд создавался в металлической камере длиной 100 см. Специально разработанный и изготовленный емкостной накопитель $C_1=10^{-7}$ Ф представлял собой компактную электрическую линию на напряжение около 100 кВ, с волновым сопротивлением $\rho \cong 0,8$ Ом. Полное омическое сопротивление токоподводящих элементов накопителя и ошиновки составляло величину $R_b \cong 0,4$ Ом. Электроды выполнены по форме, рекомендованной Роговским, длиной 80 и шириной 8 см. Расстояние между электродами — 5 см. Катод изготавливался в виде кожуха, внутри которого располагалась система предварительной ионизации. Емкость $C_2 \cong 4 \times 10^{-9}$ Ф, в которой в качестве изолятора использовалась полиэтиленовая пленка, размещалась непосредственно в поджигающем электроде, который, в свою очередь, покрывался фторопластовой пленкой толщиной около 250 мкм, что создавало дополнительную распределительную емкость $C_3 \cong 8 \times 10^{-9}$ Ф. Средняя часть катода в области однородного поля шириной 2 см была выполнена из параллельного ряда тонких проволочек диаметром 0,25 мм. Расстояние между проволочками и диэлектрической поверхностью поджигающего электрода было равно 2 мм.

В эксперименте с помощью пояса Роговского (1) и омического делителя (2) (см. фиг. 1) измерялись ток разряда I_p и активное падение напряжения U_p между электродами. Пояс Роговского имел характерное время $\tau \cong 15 \times 10^{-6}$ с, что позволяло надежно фиксировать форму импульса тока длительностью $\leq 2 \times 10^{-6}$ с. Омический делитель, состоящий из тщательно откалиброванного водяного сопротивления, присоединялся непосредственно к катоду разрядного промежутка. Измеренные значения тока и напряжения позволили определить основные параметры, характеризующие разряд: его сопротивление $R_p(t) = \frac{U_p}{I_p}$, мощность и полную величину поглощаемой энергии в единице объема

$$Q(t) = \frac{1}{V_0} \int_0^t I_p U_p dt.$$

Средняя концентрация электронов определялась из выражения

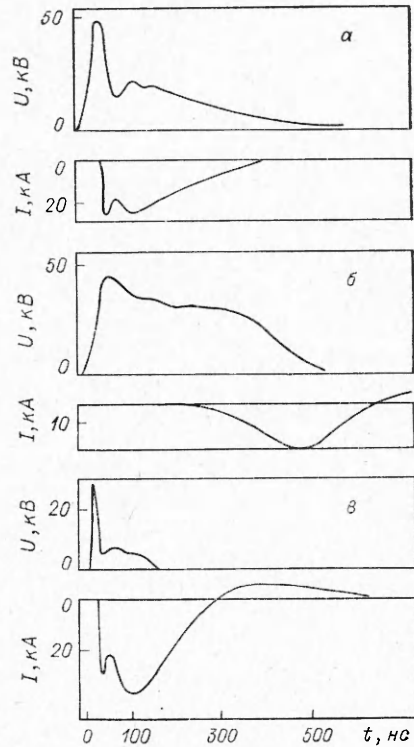
$$n_e \cong \frac{I_p}{eSv_d},$$

где S — среднее сечение разряда, v_d — эффективная дрейфовая скорость, которая вычислялась из соотношения $\frac{1}{v_d} = \sum_i \psi_i / v_{di}$ (i — индекс компоненты газовой смеси, $\psi_i = p_i / p$; p_i — парциальное давление и v_{di} — дрейфовая скорость, определяемая при реализуемом в разряде значении параметра $E_p / p = U_p / pd$). В большинстве экспериментов использовалась смесь газов $\text{CO}_2 : 2\text{N}_2 : 0,5\text{H}_2$.

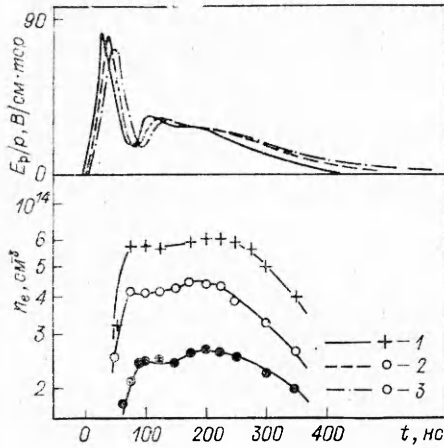
2. Поглощение электрической энергии в разряде. Создаваемая в наших опытах с помощью вспомогательного разряда начальная электронная концентрация зависит от состава газа. Для смеси $\text{CO}_2 : 2\text{N}_2$ она может достигать значения $n_e < 10^9$ см $^{-3}$ в условиях, выбранных для этого эксперимента [5]. Добавление водорода способствует некоторому увеличению n_e ,

однако этого еще недостаточно для обеспечения быстрого и эффективного вклада энергии в разряд. Нами было установлено, что для создания устойчивого объемного разряда при больших давлениях необходимо реализовать сравнительно высокую скорость роста начальной ионизации, которая определяется параметром $E_0/p = U_0/pd$, где E_0 — начальная напряженность электрического поля, U_0 — напряжение, d — расстояние между электродами, p — давление рабочей смеси. Типичные осциллограммы тока и напряжения разряда для различных режимов приведены на фиг. 2 (а) — $p = 0,2$ атм, $U_0 = 50$ кВ; б) — $p = 0,23$ атм, $U_0 = 40$ кВ; в) — $p = 0,15$ атм, $U_0 = 60$ кВ). Было найдено, что минимальное значение параметра $(E_0/p)_-$, требуемое для устойчивого зажигания, должно лишь на несколько процентов превышать величину, соответствующую порогу самостоятельного пробоя. Для смеси $\text{CO}_2:2\text{N}_2:0,5\text{H}_2$ она оказалась $(E_0/p)_- \cong 45 \text{ В/см} \cdot \text{тор}$. При меньших значениях объемный разряд не развивается, а спустя примерно 10^{-6} с происходит стримерный пробой разрядного промежутка. Отмеченный факт объясняется неравномерным ростом лавин в начальной стадии ионизации при $E_0/p < (E_0/p)_-$. При неоднородной ионизации, производимой вспомогательной системой поджига, для зажигания устойчивого объемного разряда в равномерном поле необходимо создавать начальное перенапряжение основного промежутка [6,7]. Именно этим обстоятельством объясняется существование граничного значения $(E_0/p)_-$ (разного для различных составов смеси), при превышении которого возможно существование объемного разряда в широком диапазоне рабочих давлений.

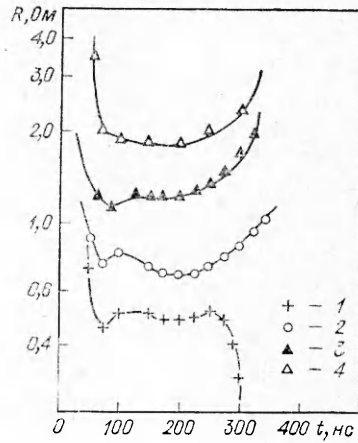
Динамику развития устойчивого разряда иллюстрируют данные о зависимости от времени величины E_0/p и n_e , приведенные на фиг. 3 (кривые 1—3 для U_0 равны 50, 40, 30 кВ соответственно, $p = 0,14$ атм). Изменение во времени сопротивления разряда показано на фиг. 4 (кривые 1—4 для p равны 0,14, 0,21, 0,28, 0,35 атм соответственно, $U_0 = 60$ кВ). При $E_0/p > 45 \text{ В/см} \cdot \text{тор}$ происходит быстрое нарастание концентрации электронов во всем рабочем объеме и перераспределение начального напряжения между внутренним сопротивлением источника энергии и изменяющимся во времени омическим сопротивлением разрядного промежутка (см. фиг. 2, а, 3). Первый короткий импульс тока соответствует моменту интенсивной ионизации в зазоре и определяется, в основном, разрядом вспомогательных емкостей C_2 и C_3 . Вслед за быстрым ростом концентрации электронов (сопротивление падает!), спустя примерно 20×10^{-9} с, происходит ее стабилизация на некотором, почти постоянном уровне n_e , значение которого определяется параметрами E_0/p , p и ρ (см. фиг. 3, 4). Установившееся к этому моменту значение напряженности электрического поля в промежутке $(E_p/p)_c \cong 25 \div 35 \text{ В/см} \cdot \text{тор}$ не зависит от начального напряжения и величины достигнутой концентрации n_e . Стремление к установлению некоторо-



Ф и г. 2



Ф и г. 3



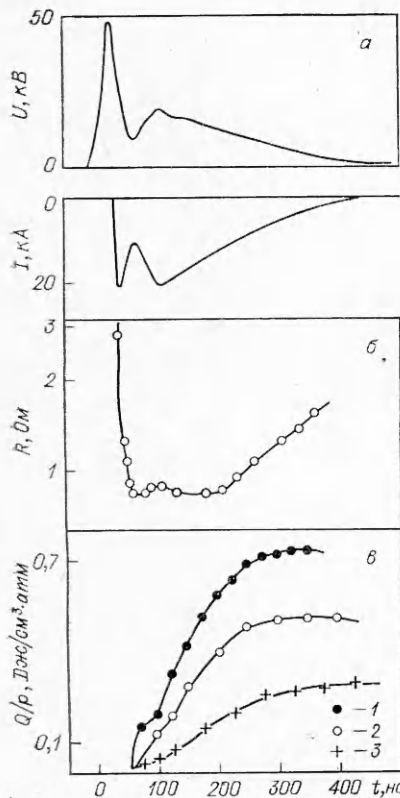
Ф и г. 4

го квазистационарного значения n_e (а, следовательно, и R_p) фактически сводится к реализации в разряде условия $dn_e/dt \approx 0$ при различных значениях n_e (см. фиг. 3). Поскольку величина $(E_p/p)_c$ при этом устанавливается также на некотором квазипостоянном уровне ~ 25 В/см·торр и не зависит от E_0/p , то выполнение условия $dn_e/dt=0$ при различных значениях n_e не может быть объяснено взаимной компенсацией двух процессов: прямой ионизацией молекул N_2 и CO_2 с основного состояния и двухчастичной рекомбинацией. По-видимому, при больших плотностях тока разряда ~ 50 — 100 А/см² ($n_e > 10^{13}$ см⁻³) определяющую роль могут играть процессы ступенчатой ионизации с возбужденных метастабильных состояний (например, $A^3 \Sigma_u^+$, $B^3 \Pi_g$ для молекул N_2), а также состояний диссоциированных молекул CO_2 и N_2 . Точное решение системы уравнений, описывающих кинетику этих процессов, осложняется из-за отсутствия надежных сведений о сечениях диссоциации, и особенно сечений ионизации возбужденных состояний молекул N_2 и CO_2 . Предварительные оценки, проведенные с учетом известных данных о скорости возбуждения и последующей ионизации состояний молекулы N_2 , $A^3 \Sigma_u^+$, $B^3 \Pi_g$ и других, имеющих время жизни, существенно превышающее длительность разряда, показывает, что в квазистационарной фазе количество возбужденных в начальной стадии молекул N_2 достаточно для того, чтобы скомпенсировать рекомбинационные потери электронов за счет ступенчатой ионизации. В этом случае условие равновесия $dn_e/dt=0$ или же $f(E_p/p, p)n_e^2 = \beta n_e^2$ не зависит от концентрации электронов и определяется установившимся значением $(E_p/p)_c$, давлением и коэффициентом рекомбинации. На фиг. 5 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения (а, $U_0=50$ кВ), а также изменение во времени сопротивления разряда (б, $U_0=50$ кВ) и удельной плотности поглощаемой энергии $Q(t)/p$ (в, кривые 1—3 для U_0 равны 60, 50, 40 кВ соответственно, $p=0,21$ атм). К моменту наступления квазистационарной фазы $n_e \approx \text{const}$ в промежутке выделяется незначительное количество энергии ~ 15 — 20% , поэтому должно быть справедливо следующее соотношение:

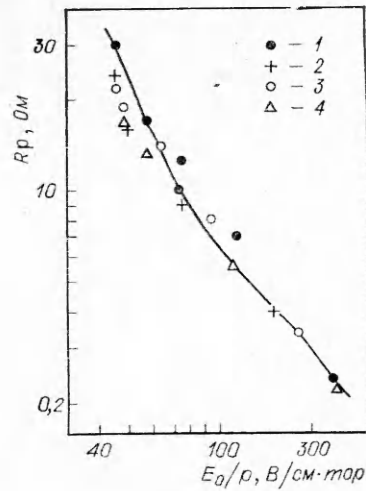
$$U_p = \frac{U_0 R_p}{R_p + R}, \quad R = R_b + \rho$$

или

$$(2.1) \quad R_p = R \left[\frac{E_0/p}{(E_p/p)_c} - 1 \right]^{-1}.$$



Фиг. 5

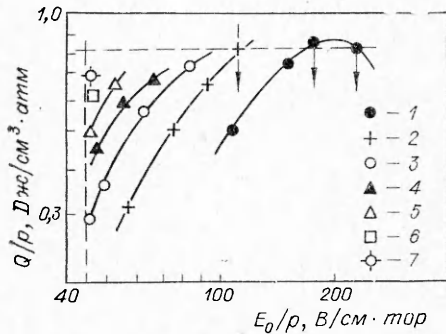


Фиг. 6

Учитывая, что $(E_p/p)_c$ практически не зависит от U_0 и имеет слабую зависимость от давления (35 В/см·тор при $p=0,07$ атм и 25 В/см·тор при 0,5 атм) можно приближенно считать, что R_p — только функция параметра E_0/p . На фиг. 6 экспериментальные данные о зависимости сопротивления разряда R_p от величины E_0/p (точки 1—4 для $U_0=60, 50, 40, 30$ кВ соответственно) сравниваются с расчетом по приближенной формуле (2.1) при $(E_p/p)_c = 30$ В/см·тор (сплошная линия). Возможность использования соотношения (2.1) $R_p = f(E_0/p)$ была экспериментально проверена в широком диапазоне давлений рабочей смеси $p=0,1-0,5$ атм при изменении емкости накопителя в пределах от 0,03—0,6 мкФ. Оказалось, что наилучшее соответствие наблюдается в том случае, когда длительность начальной стадии ионизации составляет малую часть от длительности фазы квазистационарной концентрации электронов ($\tau \sim 0,1\tau_c$). Практически это условие реализуется путем соответствующего выбора емкости основного накопителя C_1 , которая должна значительно превышать емкость рабочего промежутка и величину вспомогательных емкостей C_2 и C_3 ($C_1 \gg 10 C_2$).

Была проведена серия опытов по определению границ существования режима устойчивого разряда. Зависимость энергии, поглощаемой в разряде в устойчивом режиме, от напряжения для разных давлений газа представлены на фиг. 7 (значения 1—7 для P равны 0,07, 0,14, ..., 0,49 атм соответственно). Опытами установлено, что величина удельной плотности энергии Q/p , поглощаемой в разряде, ограничивается возникновением неустойчивости, проявляющейся в контрагировании разряда и резком падении его сопротивления (см. фиг. 4). Характер изменения тока и напряжения в таком режиме показан на фиг. 2, в. При емкости основного накопителя $C_1=10^{-7}$ Ф в эксперименте достигнуты предельные значения Q/p

только при $E_0/p \geq 100$ В/см·тор. Увеличение C_1 до 6×10^{-7} Ф позволило установить предельную величину $(Q/p)_-$, которая оказалась равной примерно $0,8$ Дж/см³·атм во всем диапазоне использованных величин $E_0/p = 45-150$ В/см·тор и давлений $0,1-0,5$ атм. К сожалению, в настоящее время еще нельзя привести надежные данные о причине и динамике развития наблюдающейся неустойчивости. Опубликованные ранее результаты [8, 11] показали, что характерное время ее развития определяется скоростью



Фиг. 7

поглощения энергии, давлением и составом рабочей смеси. Однако необходимо отметить, что контрагирования разряда при $\tau < 180$ нс не наблюдалось. Эти факты качественно согласуются с высказанным в [9, 10] предположением о возможном развитии в электрических разрядах при больших плотностях поглощаемой энергии неустойчивости ионизационно-перегревного типа. В работе [11] приведены несколько меньшие значения $(Q/p)_-$. Объясняется это тем, что они были получены в условиях $E_0/p \sim (E_0/p)_-$, а при этом неустойчивость развивается раньше из-за неоднородности начальной стадии ионизации.

Поскольку почти вся энергия объемного разряда выделяется в стадии медленного изменения его сопротивления (см. фиг. 5), можно установить полезные соотношения между величиной Q/p и начальными параметрами всей системы

$$(2.2) \quad \frac{Q}{p} = \frac{C_1 U_0^2}{2} \frac{1}{p S d} \left(\frac{R_p}{R_p + R_t} \right),$$

где S — площадь, а d — длина промежутка. Используя (2.1), получаем

$$(2.3) \quad \frac{Q}{p} = p \frac{C_1}{C 8 \pi} \left(\frac{E_0}{p} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{E_0}{30p} - 1 \right) \frac{R_t}{R_b + \rho}},$$

где $C = \frac{S}{4 \pi d}$ — емкость разрядного промежутка.

Зависимости удельной плотности энергии Q/p от параметра E_0/p представлены кривыми на фиг. 7. Видно, что при значениях $Q/p \geq 0,6$ Дж/см³·атм наблюдается тенденция к насыщению и при $Q/p = 0,8-1,0$ Дж/см³·атм происходит контрагирование разряда, ограничивающее процесс поглощения энергии. Этот предел указан на фиг. 7 вертикальными стрелками.

Наконец, используя эти результаты, можно установить связь между предельной величиной плотности энергии, которая выделяется в объемном разряде, и начальными параметрами, определяющими ее значение. Если обозначить $(Q/p)_- = q = 0,8$ Дж/см³·атм, а $(E_0/p)_- = \varepsilon = 45$ В/см·тор, то область устойчивого горения объемного разряда определяется двумя неравенствами

$$(2.4) \quad p \frac{C_1 \varepsilon^2}{C 8 \pi} z \leq Q \leq q p, \quad \text{где } z = \frac{1}{1 + \left(\frac{\varepsilon}{30} - 1 \right) \frac{R_b}{R_b + \rho}},$$

и

$$(2.5) \quad \varepsilon \leq \frac{E_0}{p} \leq \sqrt{\frac{q C 8 \pi}{C_1 p z}} \quad \text{при } \frac{C}{C_1} \ll 1.$$

При переходе (2.4) и (2.5) в равенство получаем следующие выражения для предельной плотности энергии и соответствующего предельного давления рабочей смеси:

$$(2.6) \quad Q_- = \frac{q^2 C 8\pi}{\varepsilon^2 C_{1z}} = \frac{q^2 C}{\varepsilon^2 C_{1z}} \cdot 4,4 \cdot 10^7 \text{ Дж/см}^3,$$

$$(2.7) \quad p_- = \frac{q C 8\pi}{\varepsilon^2 C_{1z}} = \frac{q C}{\varepsilon^2 C_{1z}} \cdot 4,4 \cdot 10^7 \text{ атм.}$$

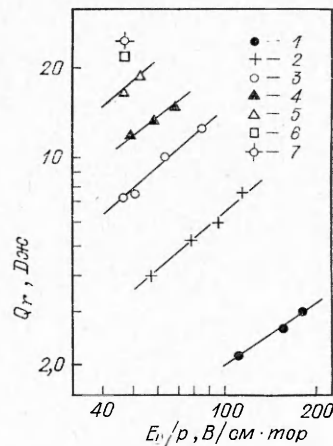
На графике (фиг. 7) они представлены точкой пересечения граничных линий $q = \text{const}$ и $\varepsilon = \text{const}$ (звездочка). Из (2.6) и (2.7) видно, что абсолютные значения Q_- , p_- при выполнении начального условия $E_0/p \gg \varepsilon$ зависят только от отношения емкости разрядного промежутка к рабочей емкости и отношения R_b/ρ . Таким образом, используя соотношения (2.6) и (2.7), можно решать практические задачи по выбору оптимального режима работы объемного электрического разряда в плотном газе.

3. Особенности режима генерации и энергетический КПД при больших плотностях энергии, вкладываемой в разряд. В описываемых опытах одновременно с регистрацией параметров разряда производились измерения параметров выходящего лазерного пучка. Излучение выводилось из объема $\sim 0,64$ л через германиевую плоско-параллельную пластинку. Вторым элементом резонатора служило сферическое металлическое зеркало с радиусом кривизны 5 м. Расстояние между зеркалами — 1 м. Для регистрации излучения с энергией в импульсе порядка $Q_r \sim 25$ Дж применялся калориметр с поглощающим элементом, выполненным в виде анодированного алюминиевого диска диаметром 60 мм, толщиной $d=1$ мм, который поглощает 95% падающего излучения в области длин волн около 10,6 мкм [12]. Исследование зависимости Q_r от отношения парциальных давлений рабочих газов показало, что оптимальным соотношением является $p_{\text{CO}_2}/p_{\text{N}_2} = 1/2$. Добавление 10–20% водорода приводило к улучшению однородности разряда и увеличению Q_r приблизительно на 25%. Дальнейший рост давления N_2 приводит к уменьшению Q_r , что, по-видимому, связано с тушением верхнего лазерного уровня.

Зависимости величин излучаемой энергии Q_r от E_0/p и давления показаны на фиг. 8 (значения 1–7 для P равны 0,07, 0,14, . . . , 0,49 атм соответственно) и фиг. 9 (точки 1–6 для U_0 равны 30, 40, . . . , 80 кВ соответственно). Энергетический КПД системы определялся отношением излучаемой энергии к единице объема к

плотности вкладываемой энергии $\eta = \frac{Q_r}{V_0 \varepsilon}$. Зависимость η от параметра E_0/p показана на фиг. 10 (точки 1–5 для P равны 0,07, 0,14, 0,28, 0,35, 0,42 атм соответственно). С увеличением E_0/p (что при сохранении остальных начальных условий соответствует росту Q_r/p)

наблюдается заметное уменьшение величины η . Поскольку среднее действующее значение $(E_p/p)_c$, при котором происходит основной вклад энергии и создание оптически активной среды, практически не зависит от E_0/p , уменьшение КПД не может быть связано с уменьшением эффективности накачки на верхние уровни молекул CO_2 (00⁰1) и N_2 (V=1).

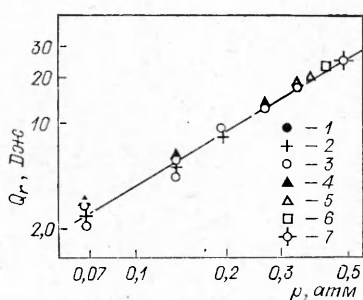


Фиг. 8

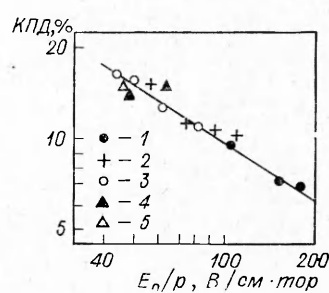
Для объяснения наблюдаемой зависимости $\eta=f(E_0/p)$, по-видимому, необходимы дополнительные исследования.

Наконец, на фиг. 11 представлена зависимость удельной плотности излучаемой энергии Q_r/pV_0 от величины Q/p (кривые 1, 2 для E_0/p равны 47 и 110 В/см·тор соответственно). При малых значениях $Q/p=0,2$ Дж/см³·атм и оптимальной величине $E_0/p=47$ В/см·тор КПД достигает 17%, однако при $Q/p>0,5$ Дж/см³·атм он уменьшается, стремясь к своему предельному значению около 14%, которое определяется верхней границей области существования объемного разряда.

С учетом зависимости КПД от E_0/p , а также ограничений, обуславливающих возможность получения объемного разряда ($E_0/p \geq 45$ В/см·тор и $Q/p \leq 0,8$ Дж/см³·атм), можно определить область возможных значений



Фиг. 9

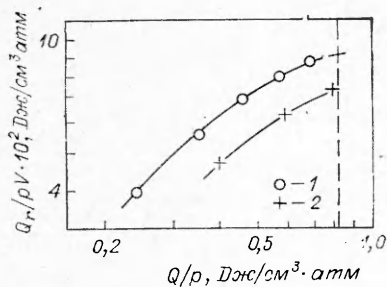


Фиг. 10

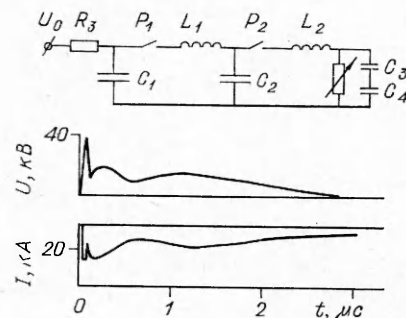
плотности излучаемой энергии. На фиг. 11 кривая 1, соответствующая $E_0/p=47$ В/см·тор, определяет максимальные значения Q_r/pV_0 , которые могут быть получены при соответствующих значениях Q/p . Пересечение кривой 1 с пунктирной линией $Q/p=q=0,8$ Дж/см³·атм соответствует предельной достигаемой величине $Q_r/pV_0=10^{-1}$ Дж/см³·атм. Эту величину следует рассматривать в качестве оптимальной границы для ТЕА-лазеров на СО₂ с двойным поперечным разрядом в условиях, обычно реализуемых в таких системах. Возможность достижения достаточно высокого уровня запаса энергии и КПД с учетом предельной простоты устройства ТЕА-лазеров делает их вполне конкурентно способными по сравнению с лазерами электроионизационного типа.

Подводя общие итоги проведенного исследования, следует отметить, что приведенные в данной работе экспериментальные результаты позволили выявить важные закономерности, определяющие динамику поглощения электрической энергии в двойном электрическом разряде, и найти достаточно универсальные соотношения, устанавливающие связь между предельными значениями излучаемой энергии и начальными параметрами системы. Их эффективность уже сейчас вполне достаточна для того, чтобы решать многие практические задачи, связанные с конкретным созданием мощных импульсных лазерных систем на СО₂ простейшей конструкции. Необходимо также отметить, что отсутствие контрагирования разряда при $\tau < 180$ нс позволяет надеяться на дополнительное увеличение предельной энергии, вкладываемой в разряд, за счет уменьшения длительности разряда и соответствующего увеличения удельной мощности. Наиболее существенный недостаток описанного метода создания инверсной среды заключается в необходимости иметь сравнительно высокое начальное значение параметра E_0/p , что требует применения при больших давлениях высоковольтных $\sim 10^6$ В источников первичной энергии. Предварительные ис-

следования, проведенные с помощью ЭВМ и модельных устройств, показывают, что существует практическое решение и этой важной проблемы, которое состоит в переходе на двухкаскадные системы питания с двойным поперечным разрядом. На фиг. 12 представлена одна из возможных электрических схем, позволяющая удвоить начальное напряжение на промежутке, и приведены типичные осциллограммы тока и напряжения разряда. При условии, что $C_1 > C_2 > C_3$ и при соответствующем выборе L_1 и L_2 ,



Ф и г. 11



Ф и г. 12

можно осуществить быстрый процесс начальной ионизации за счет энергии накопителя C_3 , а затем основной вклад энергии от источника реализовать в квазистационарной фазе при значениях $E_p/p=25-30$ В/см·тор или даже меньших, что позволит надеяться на увеличение суммарного КПД подобных систем. Поскольку энергия, необходимая для предварительной ионизации и возбуждения метастабильных состояний молекул, сравнительно невелика, емкость высоковольтных накопителей C_3 оказывается достаточно малой, что облегчает проблему их разработки и изготовления.

Авторы искренне признательны за помощь при конструировании установки С. П. Шаламову, Л. Н. Пузыреву, Н. П. Давыдову и за активное участие в монтаже и запуске высоковольтного оборудования П. Н. Медведеву и Д. А. Суворову.

Поступила 6 IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Dumanchin R., Lavarin B., Michon M., Neubauer M., Rossa-Sorra J. High-power per unit volume CO₂ lasers in continuous and pulsed operation. IEEE J. Quantum Electron, 1970, vol. QE-6, p. 4.
2. Laflamme A. K. Double Discharge excitation for atmospheric pressure CO₂ lasers. Rev. Sci. Instrum., 1970, vol. 41, p. 1578.
3. Robinson A. M. Afterglow gain measurement in CO₂ — N₂ — He mixtures at pressure up to 1 atmosphere. Can. J. Phys., 1970, vol. 48, p. 1996.
4. Beaulieu A. J. Transversely excited atmospheric pressure CO₂ lasers. Appl. Phys. Lett., 1970, vol. 16, p. 504.
5. Seguir H. J. J., Tulip J., Mcker D. U. V. photoinisation density measurements in TEA lasers. Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 23, No. 6, p. 344.
6. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968.

7. *Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В.* Импульсный наносекундный электрический разряд в газе. Усп. физ. наук, 1972, т. 107, вып. 2, стр. 201.
8. *Афонин Ю. В., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И.* Энергетические характеристики электроионизационного CO₂-лазера. Докл. на XI Межд. конф. по явлениям в ионизационных газах, Прага, 1973.
9. *Велихов Е. П., Новобранцев И. В., Письменный В. Д., Рахимов А. Т., Старостин А. Н.* К вопросу о комбинированной накачке газовых лазеров. Докл. АН СССР, 1972, т. 205, № 6, стр. 1328.
10. *Пашкин С. В.* Влияние неупругих потерь энергии электронами на развитие ионизационной неустойчивости в плазме. Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, № 3, стр. 475.
11. *Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И.* Энергетические характеристики и неустойчивость двойного поперечного разряда при накачке лазера на CO₂. Докл. АН СССР, 1973, т. 212, № 5, стр. 1099.
12. *Jacob J. H., Pugh E. R., Daugherty J. D., Northam D. B.* An absolute method of measuring energy outputs from CO₂ lasers. Rev. Sci. Instrum., 1973, vol. 44, No. 4, p. 471.