

УДК 621.373.826.038.823

СО₂ ЛАЗЕР СВЕРХАТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ С САМОСТОЯТЕЛЬНЫМ РАЗРЯДОМ ПРИ ВЫСОКОМ УРОВНЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

Ю. Г. Агалаков, Ю. А. Рубинов

В статье на основе представленных экспериментальных результатов исследования самостоятельного объемного разряда показана возможность и определены условия достижения удельных энерговыкладов до 2 Дж/см³ атм в активной среде СО₂ лазера в объеме 170 см³, типичном для газовых лазеров высокого давления. Поскольку такие условия возбуждения осуществлены впервые, в работе содержатся результаты исследования характеристик СО₂ лазера в указанном диапазоне энерговыкладов в традиционной спектральной области генерации.

Введение

В СО₂ лазерах сверхатмосферного давления столкновительное уширение линий колебательно-вращательных переходов молекулы СО₂ позволяет существенно расширить спектральный диапазон излучения лазера, обеспечивая широкодиапазонную непрерывную перестройку частоты излучения, получение пикосекундных импульсов излучения [1-3]. Увеличение удельных энергетических параметров накачки в такого типа лазерах и степени колебательного возбуждения активной среды представляет интерес с точки зрения повышения энергетических характеристик излучения, получения генерации на нетрадиционных переходах молекулы СО₂ в ближнем ИК диапазоне [4], а также при изучении плазмохимических и физических процессов с участием высоких колебательно-возбужденных состояний молекул [1].

При возбуждении газовых сред высокого давления в импульсном объемном самостоятельном разряде (ОСР) проблема увеличения удельной энергии накачки обусловлена развитием неустойчивости объемной фазы разряда, что требует формирования мощного разряда за время, меньшее характерного времени развития неустойчивости, и уменьшения роли факторов, приводящих к локализации [5]. Острота проблемы возрастает с увеличением разрядного объема и давления газовой среды. Максимальные достигнутые энерговыклады в молекулярные газовые среды атмосферного давления составляют 8 Дж/см³ в объеме 0.2 см³ [6] и не превышают 1.3 Дж/см³ [7] в объемах, исчисляемых десятками кубических сантиметров и характерных для СО₂ лазеров высокого давления.

В работе [8] показана возможность увеличения удельного энерговыклада в газовой среде СО₂ : N₂ : Не атмосферного давления до уровня 2 Дж/см³ в объемах более 50 см³. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования режимов ввода энергии в ОСР в диапазоне давлений газовой среды 1—10 атм при энерговыкладах до 2 Дж/см³ в объеме 170 см³ и изменении начальных условий формирования разряда: приложенного поля, концентрации иницирующих электронов, состава рабочей смеси, параметров источника питания, а также приведены результаты исследования генерационных характеристик СО₂ лазера при высоком уровне возбуждения активной среды.

Лазер состоял из помещенной в резонатор камеры высокого давления, содержащей два независимо возбуждаемых модуля, созданных по конструктивной схеме, аналогичной [9]. Электроразрядный объем в каждом модуле ($25 \times 2 \times 1.7 = 85 \text{ см}^3$) ограничивался плоской частью скругленного по краям по радиусу 2 см латунного катода и сеткой-анодом из нержавеющей стали. Камера наполнялась смесями состава $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} + \text{диметиланилин}$ (0.6 мм рт. ст.) при содержании гелия от 50 до 90 % в диапазоне давлений 1—10 атм.

Для фотоионизации смеси использовалось излучение 120 открытых искровых источников, равномерно распределенных под сеткой-анодом с поверхностной плотностью 0.6 см^{-2} . Усредненная по объему разрядного промежутка величина начальной концентрации электронов n_0 измерялась методом проводимости по осциллограммам фототока и варьировалась путем изменения величины энерговклада в систему фотоионизации (до 6 Дж) и времени задержки между включением системы фотоионизации и основного разряда.

Источником питания ОСР служил двухступенчатый генератор Маркса, совокупность реализованных параметров которого позволяла изменять длительность полупериода разряда $t_p = \pi\sqrt{LC}$, где C — емкость накопителя, L — индуктивность разрядной цепи, от 100 до 350 нс. При этом длительность фронта нарастания напряжения на разрядном промежутке не превышала 10 нс, а скорость нарастания была выше $10 \text{ кВ/см} \cdot \text{нс}$.

Оптическая схема резонатора лазера включала два электроразрядных модуля, расположенных последовательно вдоль оптической оси в камере высокого давления, закрывающие камеру окна Брюстера и два плоских зеркала — «глухое» ($k_{\text{отр}} = 0.98$ для $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$) и выходное, расположенных на расстоянии 150 см.

Результаты экспериментального исследования ОСР

Характер полученных осциллограмм тока и напряжения на разрядном промежутке позволяет выделить две стадии развития ОСР: стадию формирования, длительностью τ_f , и стадию основного ввода энергии, длительность которой определяется либо временем разряда накопителя на промежуток, либо временем τ_x формирования локализации. Под временем τ_f формирования ОСР понимается время от момента максимального значения напряженности электрического поля E_0 на разрядном промежутке до момента ее максимальной скорости спада ($d^2E/dt^2 = 0$) [10]. Время τ_x формирования локализации ОСР определяется как время от момента максимального значения E_0 на промежутке до момента появления искрового канала и надежно фиксировалось по осциллограммам тока и напряжения на разрядном промежутке.

Анализ условий формирования и поддержания ОСР показывает, что величина τ_x зависит от всей совокупности величин — концентрации иницирующих электронов n_0 , максимального значения напряженности поля E_0 на разрядном промежутке, емкости накопителя C , индуктивности разрядной цепи L , состава и давления P рабочей смеси, степени пространственной однородности n_0 и E_0 . Однако в типичных условиях возбуждения CO_2 лазеров высокого давления эти зависимости для ряда параметров оказываются слабыми, и представляется возможным выделить реально действующие зависимости. Так, τ_x практически не зависит от состава смеси, величины C и величины E_0/P в исследованном диапазоне $15 \leq E_0/P \leq 70 \text{ кВ/см} \cdot \text{атм}$. Зависимость τ_x от параметра L обусловлена влиянием L на длительность фронта нарастания E на разрядном промежутке и связана с обеднением прикатодной области при дрейфе фотоэлектронов на фронте нарастания E [11]. При длительности фронта, реализованной в нашем случае, связь τ_x и L оказывается слабой по сравнению с рассмотренными ниже зависимостями.

Таким образом, при фиксированных в нашем случае величинах степени пространственной однородности n_0 и E_0 , реально действующими оказываются параметры n_0 и P , причем для сохранения τ_x необходимо увеличивать n_0 про-

порционально P , т. е. комбинация n_0/P выступает как единый параметр. Следует отметить, что наличие сильной зависимости величины n_0 от концентрации молекул CO_2 в промежутке, аналогичной [12], с одной стороны, и необходимость увеличения n_0 с ростом P для сохранения величины τ_x , с другой стороны, накладывают жесткие требования на источник фотоионизации. В нашем случае, в смеси $1\text{CO}_2 : 0.5\text{N}_2 : 15\text{He}$ при $P=1$ атм была достигнута величина $n_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При $P=10$ атм максимальная величина n_0 не превышала $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, что не позволило при этом давлении реализовать $\tau_x > 220$ нс.

На рис. 1 приведена зависимость времени τ_x от величины n_0 для $P=1$ атм при различных величинах E_0 на разрядном промежутке. В области, лежащей ниже зависимости $\tau_x(n_0)$, искровой канал всегда отсутствовал (рис. 1). В случае $P > 1$ атм зависимость $\tau_x(n_0/P)$ может быть аппроксимирована выражением

$$\tau_x = 62 \lg(n_0/P) - 320, \quad (1)$$

где τ_x в нс, n_0/P в $\text{см}^{-3} \cdot \text{атм}^{-1}$.

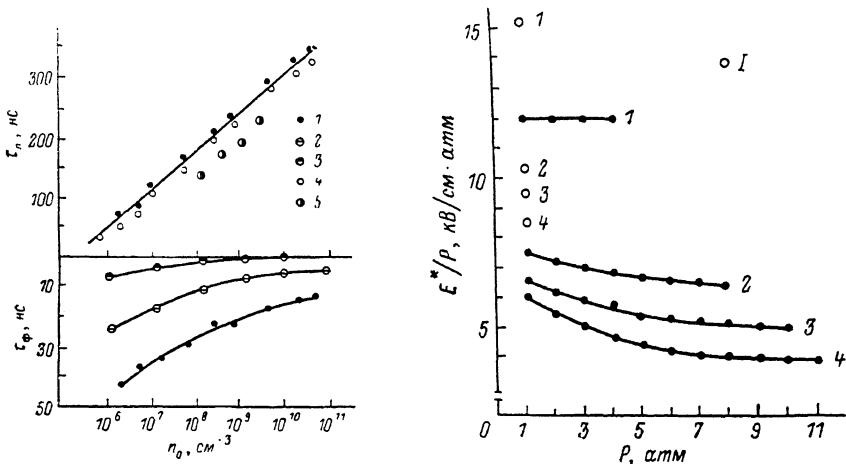


Рис. 1. Зависимости времени τ_x формирования локализации разряда и времени τ_ϕ формирования разряда от величины начальной концентрации электронов n_0 при различных начальных напряжениях E_0 .

E_0 : 1 — 15, 2 — 20, 3 — 25, 4 — 30, 5 — 70 кВ/см. Смесь $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 5\text{He}$ при $P=1$ атм.

Рис. 2. Зависимости параметра E^*/P от давления для различных смесей с добавками 0.6 мм рт. ст. диметиланилина.

1 — $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 2\text{He}$, 2 — $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 8\text{He}$, 3 — $1\text{CO}_2 : 0.5\text{N}_2 : 10\text{He}$, 4 — $1\text{CO}_2 : 0.5\text{N}_2 : \text{He}$ 15 при длительности разряда $t_p=220$ нс. I — значения параметра E^*/P из работ [10, 15] в смесях без добавок легкоионизируемых веществ.

Как следует из рис. 1 и формулы (1), ОСР не формируется при $n_0 \leq 10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{атм}^{-1}$. На рис. 1 приведены также зависимости времени формирования ОСР от n_0 при различных E_0 . Совместное рассмотрение этих зависимостей позволяет сделать вывод о связи τ_x и τ_ϕ , такой, что сокращение τ_ϕ , обусловленное увеличением n_0 , приводит к увеличению τ_x . Этот факт согласуется с результатами работы [13], в которой на основе численного моделирования ОСР показано, что сокращение времени формирования ОСР за счет повышения степени предыонизации приводит к увеличению устойчивости разряда относительно перехода в искровой канал.

Таким образом, для обеспечения безыскрового разряда накопителя на промежутке необходимо удовлетворить условию $t_p = \pi\sqrt{LC} \leq \tau_x(n_0/P)$. В практическом отношении данное выражение (см. также формулу (1)) позволяет выбирать начальные условия, обеспечивающие безыскровой разряд, по измеренному значению τ_x при фиксированном значении n_0/P в конкретной геометрии разрядного промежутка и системы фотоионизации.

В рассмотренных выше условиях увеличение удельного энерговклада в ОСР связано с повышением E_0/P . Учитывая, что эффективность использования нако-

пителя, а вместе с ней и величина энерговыклада в ОСР зависят от отношения E_0/P и $2E^*/P$, где E^* — величина E в момент максимума тока (для $P=1$ атм см., например, [10]), и то, что параметр E^*/P определяет эффективность возбуждения верхних лазерных уровней [14], мы провели измерения E^*/P от P для смесей различного состава (рис. 2). Из сравнения наших данных для $P=1$ атм с данными работ [10, 15], в которых проведены измерения E^*/P в сходных экспериментальных условиях, но без легкоионизируемых добавок, следует, что введение в рабочие смеси 0.6 мм рт. ст. диметиланилина позволило снизить величины E^*/P в среднем на 25 %. Из рис. 2 также видно, что E^*/P значительно снижается с ростом P и приближаются к оптимальным с точки зрения эффективности возбуждения верхних лазерных уровней.

Анализ полученных осциллограмм тока и напряжения разряда позволяет сделать вывод о том, что характер разряда для смесей различного состава

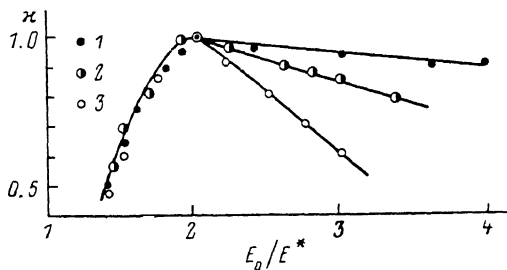


Рис. 3. Зависимости доли энергии ξ , введенной в первый полупериод разряда, от параметра E_0/E^* для различных смесей: 1 $\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 2\text{He}$ (1), $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 5\text{He}$ (2), $1\text{CO}_2 : 0.5\text{N}_2 : 15\text{He}$ (3).

определяется соотношением между E_0/P и $2E^*/P$ во всех исследованных диапазонах давлений ($E_0/P < 2E^*/P$ — аperiodический, $E_0/P = 2E^*/P$ — согласованный, $E_0/P > 2E^*/P$ — периодический). Однако зависимости отношения вложенной энергии в первый полупериод разряда к энергии накопителя от величины E_0/E^* для смесей разного состава оказываются различными (рис. 3). Так, для обедненных гелием смесей было возможным даже при значительных перенапряжениях обеспечить почти полный ввод энергии в первый полупериод разряда. Это обстоятельство позволяет без увеличения времени основного ввода энергии и при сохранении соотношения $t_p \leq \tau_x$ повышать E_0/P и тем самым увеличивать скорость ввода энергии в разряд. Для обогащенных гелием смесей повышать скорость ввода энергии в разряд было возможно при увеличении давления, когда возрастают величины E^*/P на разрядном промежутке, а изменение параметра n_0/P не приводит к нарушению соотношения $t_p \leq \tau_x$.

Таким образом, путем выбора начальных условий, направленного на сокращение длительности фронта нарастания поля на промежутке, сокращение длительности фазы формирования ОСР и увеличение скорости ввода энергии в разряд, возможно значительное увеличение удельных энерговыкладов в объемы, исчисляемые десятками кубических сантиметров. В нашем случае достигнут энерговыклад $2 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$ при $P=1$ атм в смеси $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 2\text{He}$ в объеме 170 см^3 , что более чем в 1.5 раза превышает энерговыклады, реализованные к настоящему времени в сходных условиях [7].

Генерационные характеристики лазера

Достигнутые энерговыклады позволили исследовать генерационные характеристики лазера при высоком уровне возбуждения активной среды. Зависимости энергии генерации от энерговыклада в единицу объема разрядного промежутка для смеси $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 2\text{He}$ и длительности импульса разряда 220 нс приведены на рис. 4. В этом случае резонатор лазера состоял из двух плоских зеркал с коэффициентами отражения 0.98 и 0.70, расположенных на расстоянии 75 см внутри камеры высокого давления. На рис. 4 существенно наличие оптимального по энерговыкладу энерговыклада, зависящего от давления смеси.

Однако оптимальный удельный энерговклад $G_{\text{опт}}$ (Дж/см³·атм) остается постоянным при увеличении давления. Величина $G_{\text{опт}}$ не зависит от коэффициента отражения выходного зеркала при его изменении от 0.6 до 0.9.

Аналогичные рис. 4 данные, полученные для смесей с содержанием молекулярных газов от 10 до 50 %, показывают, что величина $G_{\text{опт}}$ определяется компонентным составом смеси. На рис. 5 приведена зависимость величины $G_{\text{опт}}$ от содержания молекулярных газов в смеси, откуда видно, что при неизменной длительности импульса возбуждения $t_p = 220$ нс величина $G_{\text{опт}}$ возрастает с увеличением содержания молекулярных компонентов в смеси.

Наличие оптимума по энерговкладу обусловлено увеличением заселенности нижних лазерных уровней из-за перегрева газа и девозбуждением верхних лазерных уровней электронами разряда. В литературе (например, [16]) имеются

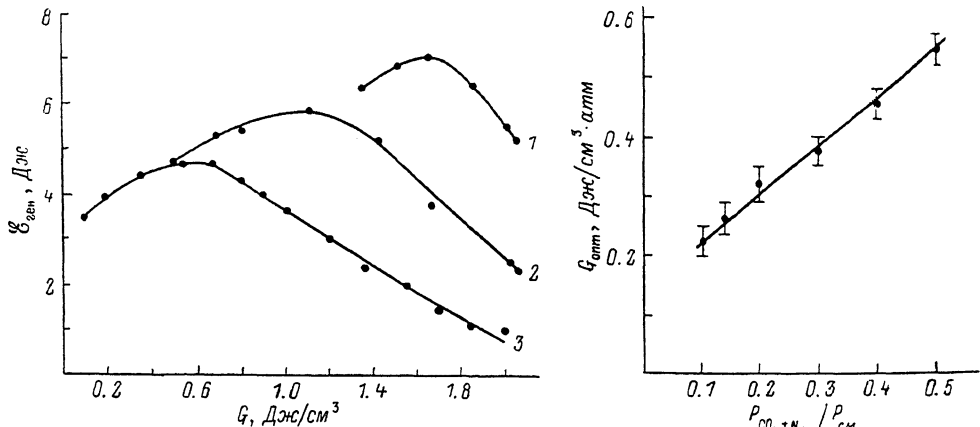


Рис. 4. Зависимости энергии генерации $\epsilon_{\text{ген}}$ от энерговклада G при различных давлениях смеси $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 2\text{He}$ и $t_p = 220$ нс.

P , атм: 1 — 3, 2 — 2, 3 — 1.2.

Рис. 5. Зависимость оптимального удельного энерговклада $G_{\text{опт}}$ от содержания молекулярных газов в смеси при $t_p = 220$ нс.

расчеты зависимости энергосъема от энерговклада при высоком уровне возбуждения активной среды. Вместе с тем сложности реализации удельных энерговкладов $G \geq G_{\text{опт}}$ в рассматриваемой области изменения давления не позволяли ранее провести подробные экспериментальные исследования такого плана. Типичными являются результаты работы [17], в которой исследовались зависимости энергии генерации от величины удельного энерговклада в газовых средах $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ при содержании молекулярных компонентов от 30 до 100 % и давлениях, близких к атмосферному. В этих экспериментах наблюдалось наличие максимума по энергосъему для всех исследованных смесей при значениях $G = 0.25 - 0.30$ Дж/см³·атм для $P = 1$ атм и $G = 0.40 - 0.50$ Дж/см³·атм для $P = 0.5$ атм. Резкое уменьшение энергии генерации при удельных энерговкладах $G > 0.25$ Дж/см³·атм для $P = 1$ атм и $G > 0.4$ Дж/см³·атм для $P = 0.5$ атм являлось, по словам авторов, следствием ухудшения структуры разряда и его локализацией. Этим же, по-видимому, объясняется наличие относительно низких оптимальных удельных энерговкладов для всех исследованных смесей, а также уменьшение величины $G_{\text{опт}}$ с ростом давления и отсутствие зависимости $G_{\text{опт}}$ от компонентного состава смеси. Исключением, однако, является работа [18], в которой для смеси $1\text{CO}_2 : 2\text{N}_2 : 0.5\text{N}_2$ ($P_{\text{CO}_2 + \text{N}_2} / P \approx 0.86$) при $P = 0.3$ атм в малом модельном объеме проведено исследование генерационных характеристик лазера вплоть до $G = 3$ Дж/см³·атм. В этом случае $G_{\text{опт}}$ лежал в пределах $0.8 - 1.0$ Дж/см³·атм, что согласуется со значением $G_{\text{опт}} = 0.85$ Дж/см³·атм, полученным при экстраполяции приведенной на рис. 5 зависимости до значения параметра $P_{\text{CO}_2 + \text{N}_2} / P = 0.86$.

Отметим также удовлетворительное согласие наших экспериментальных данных с результатами расчета [16]. Так, в работе [16] для смеси $1\text{CO}_2 : 0.5\text{N}_2 :$

6.75He ($P_{\text{CO}_2+\text{N}_2}/P \approx 0.18$) при $P=3$ атм получено значение $G_{\text{онт}}=0.37$ Дж/см³ × атм. Эксперимент (рис. 5) дает близкое значение $G_{\text{онт}}=0.30$ Дж/см³·атм.

Результаты исследования энергетических характеристик лазера показали также возможность повышения эффективности лазера при увеличении длительности импульса разряда. На рис. 6, а приведены зависимости энергии генерации от энерговклада в единицу объема разрядного промежутка для различных смесей и длительностей импульса разряда 220 и 350 нс. В этом случае резонатор

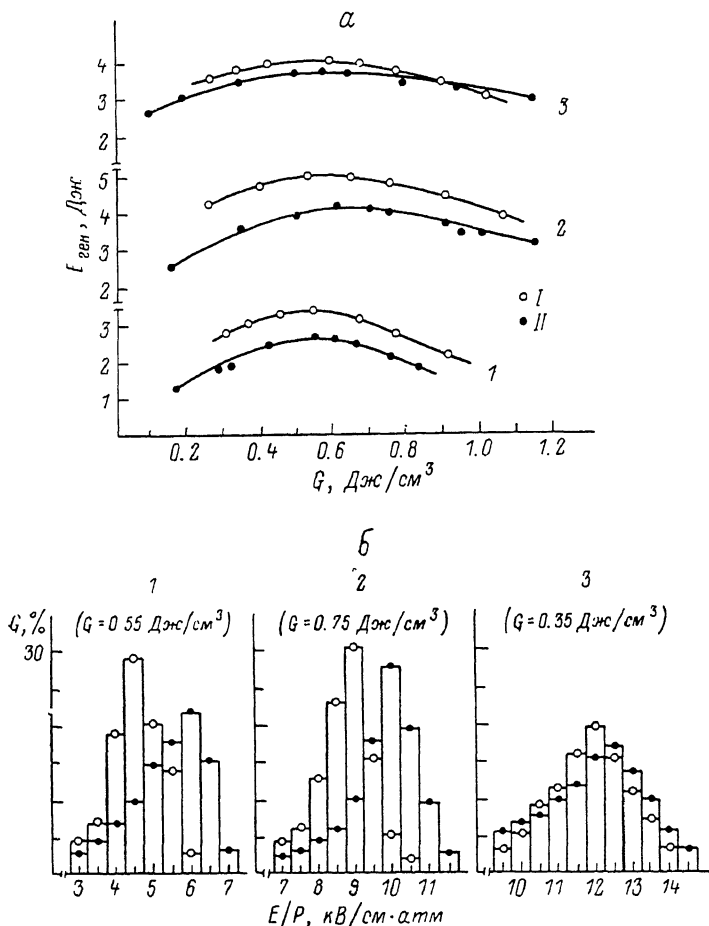


Рис. 6. Зависимости энергии генерации $\epsilon_{\text{ген}}$ от энерговклада (а) и типичные зависимости доли энергии, вводимой в разряд, от текущего значения E/P (б) для различных смесей и длительностей импульса разряда.

1 — $1\text{CO}_2 : 0.5\text{N}_2 : 15\text{He}$, 2 — $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 5\text{He}$, 3 — $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2 : 2\text{He}$ при $P=2.4, 1.8, 1.2$ атм соответственно. t_p : I — 350, II — 220 нс.

лазера состоял из двух плоских зеркал с коэффициентами отражения 0.98 и 0.80, расположенных на расстоянии 150 см. Увеличение длительности импульса разряда в исследованном диапазоне 100—350 нс не приводит к заметному изменению величины $G_{\text{онт}}$, но эффективность преобразования энергии разряда в энергию излучения лазера повышается. Увеличение эффективности преобразования энергии связано с характерным для ОСР снижением величины E/P по мере разряда накопителя на промежуток и, как следствие, связано с увеличением доли энергии, идущей на возбуждение верхних лазерных уровней при увеличении длительности ОСР.

На рис. 6, б для условий, соответствующих рис. 6, а, представлены типичные зависимости доли энергии, вкладываемой в ОСР, от текущего значения E/P . Видно, что при сохранении величины энерговклада для импульса разряда большей длительности большая доля энергии приходится на диапазон меньших

полей E/P , в которых возбуждение верхних лазерных уровней более эффективно. Степень различий динамики ввода энергии при различных длительностях ОСР уменьшается при увеличении содержания молекулярных газов в смеси, что сопровождается (рис. 6, а) уменьшением относительных различий в энергии генерации при изменении длительности ОСР.

Выводы

Приведенные в настоящей работе результаты экспериментального исследования ОСР с предварительной фотоионизацией в смесях CO_2 лазера с добавками в качестве легкоионизируемой примеси диметиланилина позволяют проводить выбор начальных условий, обеспечивающих формирование и поддержание ОСР в течение заданного промежутка времени в диапазоне длительностей 100—350 нс и области давлений 1—10 атм.

Показана возможность достижения удельных энерговыделений в ОСР до 2 Дж/см³·атм в объеме до 170 см³ и полном использовании энергозапаса накопителя при выполнении следующих условий.

1. При выполнении условия $\tau_i \geq t_p$ за счет увеличения характерного времени τ_i формирования локализации ОСР, что достигается: а) путем увеличения скорости нарастания напряжения на разрядном промежутке до величины ≥ 10 кВ/нс (при этом дрейф электронов в приложенном поле до начала формирования ОСР не приводит к заметному обеднению прикатодного слоя); б) путем увеличения степени однородности величины начальной концентрации электронов n_0 в плоскостях, перпендикулярных полю ОСР, при использовании системы фотоионизации с подсветкой области формирования ОСР из-под сетчатого электрода и при увеличении поверхностной плотности числа искровых источников до величины ≥ 0.5 см⁻²; в) путем сокращения времени формирования разряда до величины ≤ 1 нс при увеличении параметра n_0/P (при этом повышается эффективность подавления локализации шунтирующим действием одновременно растущих лавин электронов).

2. При обеспечении согласованного режима разряда за счет выполнения соотношения $E_0/P = 2E^*/P$ (в этом случае энергия накопителя полностью вводится в ОСР за минимальное время $t_p = \pi\sqrt{LC}$).

3. При увеличении скорости ввода энергии в ОСР в режиме разряда, близком к согласованному, что достигается увеличением параметра E_0/P и увеличением содержания молекулярных газов в рабочей смеси (при этом возрастает параметр E^*/P , а также поддерживается режим разряда, близкий к согласованному, и в случае $E_0/P = 3-4 E^*/P$).

Результаты исследования генерационных характеристик лазера при высоком уровне возбуждения активной среды показывают, что энергия генерации достигает максимума при оптимальных энерговыкладах 0.25—0.55 Дж/см³·атм для исследованных смесей с содержанием молекулярных газов от 10 до 50 %. При этом величина оптимального энерговыклада не зависит от давления и длительности импульса разряда в исследованном диапазоне 100—350 нс. Эффективность преобразования энергии разряда в энергию излучения лазера возрастает при увеличении длительности разряда, что обусловлено характерным для ОСР снижением параметра E/P по мере разряда накопителя на промежутках и, как следствие, связано с увеличением доли энергии, идущей на возбуждение верхних лазерных уровней при увеличении длительности ОСР.

Литература

- [1] Данильчев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, 1976, т. 12.
- [2] Deha В. К., Rob М. А., Izatt J. R. Opt. Commun., 1986, v. 57, N 2, p. 111—116.
- [3] Van Goor E. A. Opt. Commun., 1986, v. 57, N 4, p. 254—256.
- [4] Пивовар В. А., Заоруев С. М., Фажаускас Р. И., Шилкус Ю. К. Тез. докл. Всес. совещ. «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». Томск, 1986, с. 289.
- [5] Месяц Г. А., Королев Ю. Д. УФН, 1986, т. 148, № 1, с. 101—122.
- [6] Сорокин А. Р. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 22, с. 1378—1382.

- [7] Вьонг Н. Т., Пузевич З. Квант. электр., 1982, т. 9, № 1, с. 147—149.
- [8] Агалаков Ю. Г., Рубинов Ю. А. Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 2, с. 71—75.
- [9] Мазуренко Ю. Т., Рубинов Ю. А., Шахвердов П. А. ОМП, 1979, № 6, с. 25—28.
- [10] Горячкин Д. А., Иртугалов В. В., Калинин В. П. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 10, с. 1877—1885.
- [11] Канатенко М. А. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 4, с. 214—218.
- [12] Борисов В. М., Гладуш Г. Г., Степанов Ю. Ю. Квант. электр., 1977, т. 4, № 4, с. 809—814.
- [13] Гадияк Г. В., Пономаренко А. Г., Травков И. В., Швейгерт В. А. Препринт ИТПМ, № 27-83. Новосибирск, 1983.
- [14] Lowke J. J., Phelps A. V., Irwin B. W. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 10, p. 4664—4671.
- [15] Brio Crus C. H., Fragnito H. L. J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 2, p. 612—613.
- [16] Гордиец Б. Ф., Косьма Б., Свиридов А. Г., Соболев Н. Н. Квант. электр., 1979, т. 6, № 2, с. 267—273.
- [17] Бычков Ю. И., Осипов В. В., Савин В. В. В сб.: Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977, с. 252—271.
- [18] Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Тищенко В. В. В сб.: Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977, с. 290—297.

Поступило в Редакцию
27 июня 1987 г.