

POWER ELECTRIC-DISCHARGE CO<sub>2</sub>-LASERS

Yu. P. RAIZER

*Physical fundamentals, the main types and devices of CO<sub>2</sub>-lasers, exciting by a glow discharge are considered, as well as the difficulties due to the intrinsic discharge instability at high power.*

**Рассматриваются физические основы работы CO<sub>2</sub>-лазеров, возбуждаемых тлеющим разрядом постоянного тока, основные их типы и конструкции, а также проблемы, возникающие из-за неустойчивости, свойственной разряду при больших мощностях.**

**МОЩНЫЕ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ**

Ю. П. РАЙЗЕР

Московский физико-технический институт,  
Долгопрудный Московской обл.

**ВВЕДЕНИЕ**

Из всех существующих лазеров длительного действия наиболее мощными, продвинутыми в практическом отношении и распространенными являются электроразрядные газовые лазеры на CO<sub>2</sub>. За 30 лет, прошедших со времени создания, их мощность в непрерывном режиме выросла от милливатта до многих киловатт. Коммерческие лазеры с мощностями до нескольких киловатт выпускаются в ряде развитых стран, хотя установки с мощностью 10 кВт (и выше) немногочисленны из-за сложности и дороговизны. CO<sub>2</sub>-лазеры применяют для резки металлов, пластмассы, древесины и др., сварки металлов, пробивания множественных отверстий, термического упрочнения быстро изнашивающихся деталей.

Для создания активной среды (как говорят, “накачки”) CO<sub>2</sub>-лазеров чаще всего используют тлеющий разряд постоянного тока. В последнее время все шире применяют высокочастотный разряд. Но это особая тема. Высокочастотный разряд и те важнейшие применения, которые он нашел в наше время (не только в лазерной технике), — это тема отдельной статьи. Здесь же мы расскажем об общих принципах работы электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров, проблемах, которые при этом возникают, и некоторых конструкциях, основанных на применении разряда постоянного тока.

В самом начале 70-х годов в ходе разработки мощных CO<sub>2</sub>-лазеров выяснилось, что разряду свойственны неизведанные доселе черты и губительные для лазеров неустойчивости. Они ставят почти непреодолимые препятствия попыткам заполнить плазмой большой объем при повышенном давлении, что как раз и требуется для получения больших лазерных мощностей. Пожалуй, ни одна из проблем прикладного характера не послужила в последние десятилетия прогрессу науки об электрическом разряде в газах так, как задача создания мощных CO<sub>2</sub>-лазеров непрерывного действия.

**ПРИНЦИП РАБОТЫ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА**

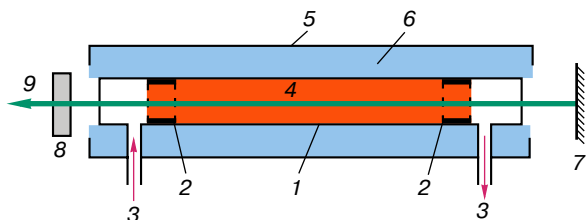
Активной средой почти любого лазера служит вещество, в определенных молекулах или атомах которого в определенной паре уровней можно создать инверсную заселенность. Это означает, что количество молекул, находящихся в верхнем квантовом

состоянии, соответствующем радиационному лазерному переходу, превышает количество молекул, находящихся в нижнем. В отличие от обычной ситуации луч света, проходя через подобную среду, не поглощается, а усиливается, что открывает возможность генерации излучения.

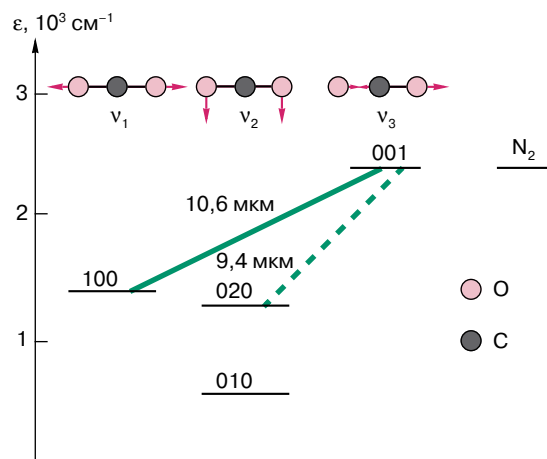
Инверсия в  $\text{CO}_2$ -лазере создается при помощи электрического разряда, каким механизмом – будет сказано чуть ниже. Чтобы луч усилился в высокой степени, он должен пройти в активной среде большой путь. Для этого ее помещают в резонатор. Самый простой резонатор – это два плоских зеркала, от которых случайно зарожденный луч отражается многократно. Одно из зеркал – полностью отражающее (“глухое”), другое – полупрозрачное, чтобы выпускать излучение. Эти общие принципы почти в первозданном виде воплощены в простейшей конструкции  $\text{CO}_2$ -лазера для небольших мощностей, примерно до 100 Вт (рис. 1).

В  $\text{CO}_2$ -лазере используется переход между двумя колебательными (точнее, колебательно-вращательными) уровнями основного электронного состояния молекулы  $\text{CO}_2$  (рис. 2). Длина волны излучения  $\lambda = 10,6$  мкм принадлежит далекой инфракрасной области. Линейная молекула  $\text{CO}_2$  может совершать колебания трех типов. Частота  $\nu_1$  соответствует симметричным колебаниям,  $\nu_2$  – деформационным,  $\nu_3$  – антисимметричным; смысл этих терминов ясен из схемы на рис. 2. Лазерный квант излучается при переходе из состояния 001 в 100; цифры означают квантовые числа колебаний  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ . Возможный также переход 001  $\rightarrow$  020 с  $\lambda = 9,4$  мкм весьма слаб. Энергия лазерного кванта составляет 41% энергии верхнего уровня 001. Это теоретический предел для КПД лазера. Если бы вся энергия при накачке шла исключительно на возбуждение уровня 001  $\text{CO}_2$  и каждое возбуждение сопровождалось радиационным переходом 001  $\rightarrow$  100, энергия лазерного излучения составляла бы 41% затрат. Реальный КПД всегда значительно ниже.

Верхний лазерный уровень в  $\text{CO}_2$ -лазере возбуждается ударами электронов разрядной плазмы.



**Рис. 1.** Схема  $\text{CO}_2$ -лазера небольшой мощности с диффузионным охлаждением: 1 – разрядная трубка, 2 – кольцевые электроды, 3 – медленное обновление смеси, 4 – разрядная плазма, 5 – внешняя трубка, 6 – охлаждающая проточная вода, 7 – глухое зеркало, 8 – выходящее излучение, 9 – выходящее излучение



**Рис. 2.** Схема низших колебательных уровней молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ . Вверху – направления движения атомов молекулы в колебаниях различных типов

Тлеющий разряд является одним из двух наиболее распространенных видов газового разряда постоянного тока (другой разряд – дуговой). Тлеющий разряд видели все – вспомните рекламные трубки на улицах. Плазменный столб между электродами может быть сделан любой длины, лишь бы было приложено достаточно напряжения. Столб может как угодно изгибаться, повторяя изгибы трубки. В  $\text{CO}_2$ -лазерах применяют средние давления газа,  $p \approx 10$ – $50$  Торр (1 Торр = 1 мм рт.ст.). Слабоионизованная плазма тлеющего разряда со степенью ионизации  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  сильно неравновесна. Температура электронного газа  $T_e \sim 10^4$  К гораздо выше температуры газа тяжелых частиц  $T_i$ , которая может не на много превышать комнатную (разрядной трубки нередко можно коснуться рукой). Степень ионизации на несколько порядков меньше термодинамически равновесной, соответствующей  $T_e$ .

Целесообразность использования тлеющего разряда для накачки  $\text{CO}_2$ -лазера состоит в том, что в молекулярных газах подавляющая часть выделяющейся энергии тока затрачивается на возбуждение молекулярных колебаний. Электрическое поле, поддерживающее плазму, сообщает энергию электронам – носителям тока, а те возбуждают колебания. Особенно эффективен в этом отношении азот, где до 95% энергии переходит первоначально в колебания молекул. Вместе с тем дальнейшее превращение этой энергии в энергию их поступательного движения (“в тепло”) происходит в азоте крайне медленно. Поскольку энергия первого колебательного уровня молекулы  $\text{N}_2$  очень близка к энергии уровня 001  $\text{CO}_2$  (рис. 2), открывается возможность быстрой резонансной передачи колебательного кванта от  $\text{N}_2^*$  к  $\text{CO}_2$  с прямым заселением верхнего лазерного уровня. По этой причине в рабочий газ

непрерывно добавляют азот, часто даже в большем количестве, чем сам  $\text{CO}_2$ .

Сильной инверсии способствует не только интенсивное заселение верхнего уровня 001, но и быстрое расселение нижнего уровня 100, на который все время поступают молекулы, испустившие лазерный квант. Но наряду со столкновениями, дезактивирующими уровень 100, идет и его прямое возбуждение. В результате заселенность уровня 100 оказывается не очень далекой от равновесной, соответствующей поступательной температуре газа  $T$ . Значит, для эффективной лазерной генерации температура газа должна быть достаточно низкой. Практически недопустим нагрев газа более чем на  $200^\circ\text{C}$ .

Между тем в рабочем газе выделяется очень много тепла. Не вся энергия электронов затрачивается на возбуждение верхнего лазерного уровня  $\text{CO}_2$ . Не все попавшие на этот уровень молекулы излучают лазерный квант. Если, как это обычно и бывает, КПД лазера составляет  $\eta \sim 10\%$ , то 90% джоулева тепла тока идет в конечном счете на нагрев газа. Таким образом, обеспечение достаточно быстрого теплоотвода является необходимым условием работы  $\text{CO}_2$ -лазера. В этом отношении очень полезно присутствие гелия в рабочем газе. Легкий гелий, обладая высокой теплопроводностью, ускоряет вывод тепла из разряда. Кроме того, атомы гелия способствуют дезактивации нижнего лазерного уровня. Обычно подбирают оптимальный для каждой конструкции состав газа, например в пропорциях  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$  или  $1 : 6 : 12$  по числам молекул. Рабочая смесь со временем портится (разлагается  $\text{CO}_2$ , образуются вредные в некоторых отношениях компоненты:  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  и др.), так что смесь приходится медленно обновлять.

Из сказанного выше ясно, почему слабоионизированная и потому сильнонеравновесная плазма тлеющего (так же как и высокочастотного) разряда хороша для  $\text{CO}_2$ -лазера, а плазма обычного дугового разряда не годится. В дуге атмосферного давления из-за относительно высокой степени ионизации ( $10^{-3}$ – $10^{-2}$ ) плазма равновесна и температура газа высока ( $T \approx 7000$ – $10\,000$  К).

### ЛАЗЕРЫ С ДИФфуЗИОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

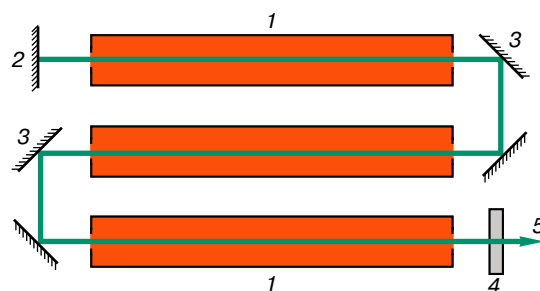
В  $\text{CO}_2$ -лазерах умеренной мощности, примерно до 1 кВт, часто применяется классическая схема тлеющего разряда в стеклянной трубке с практически неподвижным газом, как на рис. 1. Электроды делают кольцевыми, не загораживающими дороги излучению. Джоулево тепло выносится теплопроводностью к стенкам трубки, это называют диффузионным охлаждением. Глухое зеркало делают металлическим, полупрозрачное – из  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{ZnSe}$ ,  $\text{AsGa}$ .

Недопустимость нагрева газа выше  $\Delta T_{\text{max}} \approx 200$  К при более или менее фиксированном КПД ограни-

чивает мощность излучения, которую можно получить с единицы длины трубки независимо от ее радиуса  $R$ . В самом деле, пусть  $i$  – разрядный ток, который течет вдоль трубки;  $E$  – продольное электрическое поле,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности газа. Выделяющаяся в единицу длины электрическая мощность  $iE$  выносится к поверхности  $2\pi R \times 1$  тепловым потоком плотности  $-\lambda(dT/dr)_{r=R} \approx \lambda\Delta T/R$ . Отсюда  $iE \sim 2\pi\lambda\Delta T$ . Более точно, с учетом радиального распределения температуры,

$$iE = (2,8)^2\pi\lambda\Delta T. \quad (1)$$

Практически в 1 м нельзя вкладывать более  $iE \approx 1$  кВт/м. Следовательно, от 1 м трубки нельзя получить более 100 Вт излучения. Для увеличения мощности трубчатых лазеров с диффузионным охлаждением не остается ничего, кроме как наращивать длину трубок. Чтобы не выходить за разумные габариты (скажем, 2 м), в случае значительных мощностей несколько параллельных трубок включают последовательно в резонатор, ставя отражатели в местах поворотов излучения (рис. 3). Электри-



**Рис. 3.** Последовательное включение нескольких разрядных трубок в резонатор: 1 – трубки, 2 – глухое зеркало, 3 – поворотные зеркала, 4 – выходное полупрозрачное зеркало, 5 – выходящее излучение

ческое питание подают отдельно в не слишком длинные (метровые) секции, чтобы не требовалось большого напряжения. Типичные параметры разряда в трубчатых лазерах: смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$ ,  $E/p \approx 2$ – $4$  В/(см · Торр)<sup>1</sup>, плотность электронов в плазме  $n_e \approx 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, плотность тока  $j = i/\pi R^2 \approx 10$  мА/см<sup>2</sup>, объемный энерговыдел  $jE \sim 0,03p$  Вт/см<sup>3</sup>; при типичном  $p \approx 15$  Торр  $jE \approx 0,5$  Вт/см<sup>3</sup>. Описанные лазеры надежны в работе, хорошо себя зарекомендовали и в тех или других вариантах выпускаются промышленностью на мощности в десятки, сотни ватт и даже киловатт.

<sup>1</sup> В соответствии с действующими в слабоионизированной плазме законами подобия, о которых будет немного сказано в следующем разделе, состояние в плазменном столбе характеризуется отношением поля к плотности, условно – давлению газа.

## БЫСТРОПРОТОЧНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Альтернативой диффузионному охлаждению служит конвективное. Рабочий газ с большой скоростью продувают через область разряда, и джоулево тепло выносится потоком. Применение быстрой прокачки позволяет поднять плотности энерговыделения и энергосъема излучением. На этом пути достигнуты большие успехи и созданы многокиловаттные лазеры. Сопоставим эффективности двух способов охлаждения. Если длина области разряда вдоль газового потока  $L$ , то при скорости  $u$  время пребывания газа в разряде  $\tau = L/u$ . Единица объема газа приобретает энергию

$$jE\tau = \rho c_p \Delta T, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность,  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении (течение обычно дозвуковое, так что давление в системе меняется несильно). Представим равенство (1) в виде (2); время диффузионного вывода тепла  $\tau = \Lambda^2/\chi$ , где  $\chi = \lambda/(\rho c_p)$  – температуропроводность,  $\Lambda = R/2,8$ . Если, например,  $L = 30$  см,  $u = 100$  м/с, время конвективного охлаждения  $\tau = 3 \cdot 10^{-3}$  с. Теплопроводность выводит тепло из трубки радиуса  $R = 3$  см при  $p = 15$  Торр за  $\tau \approx 4 \cdot 10^{-2}$  с ( $\chi \approx 40$  см<sup>2</sup>/с) – на порядок медленнее.

Недопустимость сильного нагрева накладывает ограничение на удельный энерговклад в разряд  $q$ :

$$q = \frac{jE\tau}{\rho} < \frac{c_p \Delta T_{\max}}{1 - \eta} = q_{\max} \approx 700 - 800 \text{ Дж/г.} \quad (3)$$

В то же время  $q = P_E/Q$ , где  $P_E$  – вкладываемая в плазму мощность,  $Q = \rho u S$  – массовый расход газа через поперечное сечение  $S$  разрядной камеры. Чтобы получить  $P = 10$  кВт излучения при КПД  $\eta \approx 10\%$ , в разряд нужно вкладывать  $P_E = 100$  кВт. Согласно (3),  $Q > 130$  г/с, то есть на час работы требуется тонна газа! Поэтому лазерную смесь прокачивают по замкнутому контуру (рис. 4). Газовый тракт непременно включает теплообменник, где от газа отбирается тепло, приобретенное в разряде. Смесь в контуре медленно обновляют. Часто разрядную камеру делают в виде широкого плоского канала (рис. 5). Оказалось целесообразным использовать трубчатые конструкции с быстрой осевой прокачкой газа вдоль системы недлинных труб, последовательно включенных в резонатор, как на рис. 3, и параллельно – в газовый тракт, чтобы не было большого гидравлического сопротивления.

В силу ограничения (3) наращивать мощность лазера  $P = \eta j ESL$  можно только увеличением давления и объема, практически сечения канала  $S$ . Чрезмерное увеличение длины  $L$  вдоль потока требует и наращивания скорости, иначе газ слишком долго будет подвергаться нагреву. Но технически очень трудно организовать большой расход со скоростью, существенно превышающей 100–150 м/с. При заданном времени пролета, скажем  $\tau = 3 \cdot 10^{-3}$  с ( $L = 30$  см,  $u = 100$  м/с), предельному энерговкладу

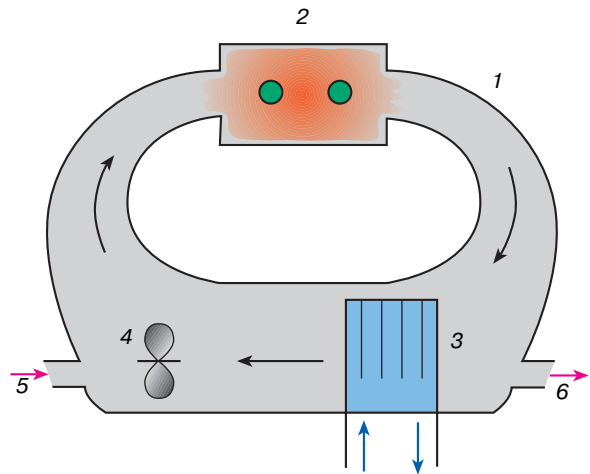


Рис. 4. Схема быстрогопроточного лазера на замкнутом цикле (вид сбоку): 1 – газовый контур, 2 – разрядная камера с резонатором, 3 – теплообменник, 4 – вентилятор, 5 – медленный напуск свежей смеси, 6 – медленная откачка отработанной смеси

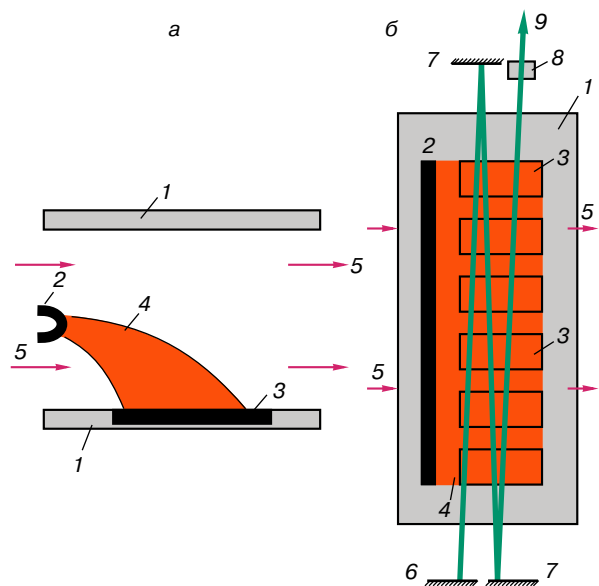


Рис. 5. Схема разрядной камеры и резонатора одного из быстрогопроточных лазеров: а – вид сбоку, б – вид сверху; 1 – стенки камеры-канала, 2 – сплошной катод, 3 – секционированный анод, 4 – разрядная плазма, 5 – газовый поток, 6 – глухое зеркало, 7 – поворотные зеркала, 8 – выходное окно, 9 – выходящее излучение. На рис. 5, а зеркала не показаны

отвечают слабо зависящие от давления максимальные допустимые плотности электронов и тока в плазме  $n_{e, \max} \approx 3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $j_{\max} \approx 20$  мА/см<sup>2</sup>, что при значении  $E/p \approx 8$  В/(см · Торр), характерном для разряда в потоке, соответствует плотности энерговклада  $(jE)_{\max} \approx 0,16p$  Вт/см<sup>3</sup>.

### НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РАЗРЯДА И БОРЬБА С НЕЙ

Приведенные допустимые величины  $n_e, j, jE$  не слишком велики, в небольших лабораторных установках и при пониженных давлениях они легко реализуются. Но достичь их, скажем, в канале длиной 30 см, высотой 6 см и шириной 110 см, при давлении  $p = 30$  Торр, нужном для вклада 100 кВт и снятия 10 кВт излучения, оказалось неимоверно трудным и без специальных ухищрений просто невозможным. При увеличении размеров, давления, тока и мощности разряд теряет устойчивость еще задолго до достижения температурного предела (3). Вместо того чтобы однородно заполнять весь объем, как это бывает при небольших давлениях и объемах, разряд стягивается в один или несколько сильноионизированных горячих токовых шнуров, а во всем остальном объеме гаснет. Лазерной генерации при этом, естественно, нет. Описанное явление называется контракцией, шнурованием, а в американской литературе — arcing (дугообразование).

Контракция вызывается развитием так называемой ионизационно-перегревной неустойчивости. Природа ее такова. Стационарное состояние плазмы обусловлено компенсацией потерь электронов их рождением. Электроны гибнут вследствие прилипания к молекулам, к тому расположенным ( $\text{CO}_2$  активно участвует в этом процессе), рекомбинации, при низких давлениях — диффузии к стенкам; рождаются электроны в результате ионизации молекул ударами достаточно энергичных электронов. Число последних чрезвычайно резко зависит от средней энергии или температуры  $T_e$  электронного газа, которая определяется отношением электрического поля  $E$  к плотности молекул газа  $N$ . В самом деле, электрон приобретает энергию ускоряясь в поле, а теряет ее при столкновениях с молекулами, то есть тем скорее, чем больше  $N$ . Отсюда и получается, что, грубо говоря,  $T_e \sim E/N$  и скорость ионизации очень резко возрастает с ростом  $E/N$ . В то же время скорости любых потерь электронов от  $E/N$  зависят гораздо слабее. Поэтому условие компенсации рождения и гибели электронов довольно жестко фиксирует отношение  $E/N$ . Заметим, что, если газ холодный, плотность молекул практически однозначно характеризуется давлением, так как  $p = NkT$ ; при  $20^\circ\text{C}$  давлению 1 Торр соответствует  $N = 3,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Теперь представим себе разряд между большими электродами, и пусть в стационарном состоянии плазма заполняет весь объем между ними. Пусть по случайной причине в тонком столбе между какими-то противоположными точками на электродах немного выросла плотность электронов  $n_e$ . В этом столбе станут больше проводимость, плотности тока  $j$  и энерговыделения  $jE$ . В результате дополнительного нагрева вырастет газовая температура  $T$ . Но давление быстро, со скоростью звука, выравнивается поперек столба, и потому плотность газа в нем  $N \sim p/T$  станет меньше, а отношение  $E/N$  — вы-

ше. При этом в гораздо большей степени вырастет чувствительная к  $E/N$  скорость ионизации и наступит дисбаланс между рождением и потерями электронов. Величины  $j, jE, T$  вырастут еще больше и т.д. Разгон остановится, лишь когда образовавшийся сильноионизированный шнур возьмет на себя весь разрядный ток. Механизм неустойчивости отражается замкнутой цепочкой причинных связей, которую можно начать с любого звена:

$$\begin{aligned} \delta n_e \uparrow &\longrightarrow \delta j \uparrow \longrightarrow \delta(jE) \uparrow \longrightarrow \delta T \uparrow \longrightarrow \delta N \downarrow \longrightarrow \\ &\longrightarrow \delta(E/N) \uparrow \longrightarrow \delta n_e. \end{aligned} \quad (4)$$

Вертикальные стрелки здесь символизируют возрастание и убывание величин.

Для подавления или ослабления действия неустойчивости разработаны различные приемы, например: разделение (секционирование) электрода на изолированные друг от друга элементы с индивидуальным питанием и включение в цепь каждого элемента индивидуального балластного сопротивления. Когда от какого-то элемента возникает шнур, в нем резко возрастает ток, напряжение из-за наличия сопротивления падает. Но на плазме, питаемой от других элементов, это отражается в меньшей степени. Стабилизации разряда способствуют выравнивание поля скоростей потока, сведение к минимуму всех возможных неоднородностей и вредных продуктов распада смеси, провоцирующих флуктуации, от которых начинается неустойчивость. Благоприятное действие оказывает создание интенсивной мелкомасштабной турбулентности, способствующей рассасыванию зарождающихся возмущений. Надо сказать, что многое здесь решается на уровне интуитивного экспериментального и инженерного поиска и зависит от мастерства создателей установки. Многие из удачных находок, примененных в тех или иных коммерческих лазерах, составляют технические секреты фирм, ибо иногда приходится удивляться, почему та или иная конструкция вообще работает.

Самым действенным методом избавления от неустойчивости (впрочем, также частичного) является применение несамостоятельного разряда, в котором разделены функции ионизации газа и вклада электрической мощности для накачки лазера. Тем самым разрывается цепочка связей (4) в самом опасном, последнем звене: повышение  $E/N$  мало влияет на  $n_e$ . Наибольший эффект достигнут применением постороннего пучка киловольтных электронов для ионизации газа в объеме разрядной камеры. Однако этот метод обладает столь серьезными другими недостатками (быстро разрушаются мембраны, которые отделяют ускоритель электронов от разрядной камеры, возникает опасное для персонала рентгеновское излучение и др.), что массового распространения не получил.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени проблема создания коммерческих CO<sub>2</sub>-лазеров с мощностью примерно до 10 кВт в известной мере решена. В общих чертах завершены и необходимые для того исследования новых, практически неизвестных до недавнего времени свойств тлеющего разряда, в особенности эффектов его неустойчивости. Однако создание установок с мощностью 10 кВт и выше без применения крайне нежелательного метода ионизации газа электронным пучком все еще представляет проблему. Надо сказать, что тенденция развития этой области претерпела видимые изменения. Если 10 лет назад в основном стремились к достижению возможно больших мощностей, то теперь больше уделяется внимания не мощности, а качеству луча. Доказано практикой, что для высококачественных резки и сварки первостепенное значение имеет расходимость лазерного луча, от которой зависит возможность остро его сфокусировать. Даже киловаттный одномодовый луч с дифракционной расходимостью часто дает лучшие результаты, чем луч с мощностью в несколько киловатт, но многомодовый, плохо фокусируемый. Погоня за количеством уступает место

погоне за качеством, что обычно и свойственно высоким технологиям.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. 2-е изд. М.: Наука, 1991. 536 с.
2. Технологические лазеры: Справочник / Под ред. Г.А. Абильтитова. М.: Машиностроение, 1991. Т. 1. 431 с.
3. Сэм М.Ф. Лазеры и их применение // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 6. С. 92–98.

\* \* \*

Юрий Петрович Райзер, доктор физико-математических наук, профессор Московского физико-технического института, зав. лабораторией Института проблем механики РАН, академик Российской академии естественных наук. Лауреат Ленинской премии и Международной премии Пеннинга по физике ионизованных газов. Область научных интересов: физическая газодинамика, газовые разряды, взаимодействие лазерного излучения с плазмой. Автор более 170 статей, пяти монографий и трех изобретений.