

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»

В.Н. ГРИШАНОВ, Е.А. ИЗЖЕУРОВ, Д.А. УГЛАНОВ

ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКОЙ

*Утверждено Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия*

САМАРА
Издательство СГАУ
2007

УДК 621.37/39 : 536.24

ББК 32.86-5

Г 859



**Инновационная образовательная программа
"Развитие центра компетенции и подготовка
специалистов мирового уровня в области аэрокосмических
и геоинформационных технологий"**

Рецензенты: д-р техн. наук, проф. В. И. Богданович
канд. физ. – матем. наук, с.н.с. В. С. Казакевич

Гришанов В. Н.

Г 859 **Газовые лазеры с высокочастотной накачкой:** учеб. пособие
/ В. Н. Гришанов, Е. А. Изжеуров, Д. А. Угланов. – Самара: Изд-
во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2007. – 100 с. : ил.

ISBN 978-5-7883-0585-1

В учебном пособии описан перспективный тип газоразрядных лазеров – лазеры с накачкой высокочастотным разрядом. В пособии изложены основы проектирования и конструирования газовых лазеров с высокочастотной накачкой, приведены характерные параметры активной среды лазеров – плазмы, возбуждаемой высокочастотным разрядом, электродных систем газоразрядных камер, затронуты вопросы согласования газоразрядных камер с генераторами электроэнергии высокой частоты и материаловедческие аспекты, позволяющие осуществлять выбор материалов газоразрядных камер и электродных систем лазеров.

Предназначено для студентов, обучающихся по специальности 200202 – «Лазерные системы в ракетной технике и космонавтике» по дисциплинам «Измерение параметров и эксплуатация лазерных установок», «Источники и приемники излучения», «Теория и проектирование проточных газовых лазеров», «Источники питания лазеров».

УДК 621.37/39 : 536.24

ББК 32.86-5

ISBN 978-5-7883-0585-1

© Гришанов В. Н., Изжеуров Е. А.,
Угланов Д. А., 2007

© Самарский государственный
аэрокосмический университет, 2007

ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	8
1. ФИЗИКА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА.....	10
1.1. Колебания электронов в высокочастотном поле.....	10
1.2. Поддержание разрядной плазмы.....	12
1.3. Приэлектродные слои пространственного заряда и постоянный потенциал высокочастотной плазмы.....	13
1.4. Механизм протекания высокочастотного тока. Ток смещения.....	17
1.5. Особенности использования высокочастотного разряда для накачки CO ₂ -лазера.....	20
1.6. КПД системы высокочастотного возбуждения возбуждения разряда в CO ₂ -лазерах.....	21
2. МОДЕЛЬ ПРОТЕКАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ТОКА ЧЕРЕЗ ДЛИННЫЙ ПЛОСКИЙ ПРОМЕЖУТОК ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ.....	26
2.1. Уравнения электрического процесса в безэлектродном случае.....	26
2.2. Уравнения в случае оголенных электродов.....	29
2.3. Решение для случая изолированных электродов.....	29
2.4. Вариант с оголенными электродами.....	31
3. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОДНОРОДНОГО ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА.....	32
3.1. Частота ионизации высокочастотным полем.....	32

3.2. Пример расчета вольт-амперной характеристики.....	33
3.3. Пример расчета электрических параметров безэлектродного разряда.....	35
4. ДВА РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА.....	37
5. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ АКТИВНОЙ СРЕДЫ.....	47
5.1. CO ₂ -лазеры с высокочастотной накачкой и диффузионным охлаждением активной среды.....	47
5.2. Щелевые и многоканальные CO ₂ -лазеры с высокочастотным возбуждением.....	58
5.3. Емкостной разряд в быстропроточных CO ₂ -лазерах с поперечным и продольным по отношению к оси резонатора потоком активной среды.....	80
5.4. Использование высокочастотной накачки в лазерах с активными средами, отличными от CO ₂	89
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	93
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	94
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	96

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

ВЧ – высокочастотный (ая, ое, ые)

ВАХ – вольтамперная характеристика

ВЧЕР – высокочастотный емкостной разряд

ГРК – газоразрядная камера

ИР – импульсный режим

КПД – коэффициент полезного действия

ЛДО – лазер с диффузионным охлаждением

ПСПЗ – приэлектродные слои пространственного заряда

РПТ – разряд постоянного тока

ω – циклическая частота ВЧ поля, Гц

f – циклическая частота ВЧ поля, Гц

ν_m – эффективная частота столкновений электрона (число столкновений, которое электрон испытывает в 1 с), Гц

ν_c – фактическая частота столкновений электрона, Гц

\vec{v} – скорость электрона, см/с

N – плотность молекул газа, м⁻³

p – давление активной среды лазера, Па, Торр

θ – угол рассеяния

μ_e – подвижность электрона в плазме (коэффициент пропорциональности между $v = v_d$ и E), см²/(с·В)

m – масса электрона, кг

M – масса молекулы, кг

T_e – электронная температура, К

L – расстояние между электродами, м

δ – доля средней энергии электрона, передаваемого молекуле при эффективном столкновении

S – площадь электродов, м²

n_e – плотность электронов, см³

n_+ – плотность ионов, см³

j – плотность разрядного тока, мА/см²

D – электрическая индукция, В/м

V – разность потенциалов между электродами, В

ε – диэлектрическая проницаемость

E – напряженность электрического поля плазмы, В/м

σ – проводимость плазмы, Ом⁻¹·см⁻¹

\vec{P} – вектор поляризации, В/м

η_G – КПД генератора накачки

$\eta_{СС}$ – КПД системы согласования генератора с разрядной камерой лазера

$\eta_{ЦП}$ – КПД цепи подключения генератора к разрядной камере лазера

$\eta_{ПП}$ – эффективность поглощения плазмой мощности ВЧ поля

q_1 – плотность поверхностных зарядов в плазме, Кл/м²

q – плотность поверхностных зарядов на электродах, Кл/м²

j_1 – плотность тока проводимости, мА/см²

$j_{см}$ – плотность тока смещения, мА/см²

R – активное сопротивление разряда, Ом

C_D – емкость диэлектриков, Ф

C – емкость плазменного пространства, Ф

i_1 – ток проводимости (течет через активное сопротивление), А

$i_{см}$ – ток смещения (течет через плазменную емкость), А

V_1 – напряжение на плазме, В

V_{1a} – амплитуда напряжения на плазме, В

V_a – приложенное к электродам напряжение, В

$\lambda_{нак}$ – длиной волны накачки, м

$v_{др}$ – скорость дрейфа электронов в плазме, м/с

$d_{сл}$ – толщина ПСПЗ, м

$l_{ф}$ – длина фарадеева пространства, м

w – удельная электрическая мощность, подводимая к плазме, Вт/м³

e – заряд электрона, Кл

λ_z – теплопроводность активной среды, Вт/(м·К)

L – характерная диффузионная длина, м

$W_{изл}$ – мощность лазерного излучения, Вт

$w_{изл}$ – удельная мощность лазерного излучения, Вт/м³

L_a – длина активной среды, м

$W_{нак}$ – мощность, вкладываемая в активную среду, Вт

$E_{ПЛ}$ – напряженность электрического поля в положительном столбе, В/м

$E_{опт}$ – оптимальное значение поля для накачки активной среды, В/м

$E_{сл}$ – напряженность электрического поля в ПСПЗ, В/м

$(E_{сл})_{кр}$ – напряженность электрического поля в ПСПЗ, при котором происходит его пробой, В/м

$V_{СЛ}$ – напряжение на ПСПЗ, В

R_1, R_2 – радиусы кривизны зеркал, м

M – коэффициент геометрического увеличения

S – площадь рабочей поверхности электродов, м²

Q_d – дифракционная расходимость

τ_d – характерное время охлаждения рабочей среды за счет диффузии, с

τ_n – характерное время охлаждения рабочей среды за счет быстрой прокачки, с

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время проявляется большой интерес к высокочастотным емкостным разрядам (ВЧЕР). Высокочастотным (в западной литературе радиочастотным, аббревиатура RF) называют диапазон примерно от 1 до 100 МГц. Этот диапазон используется в радиовещании и для радиосвязи. Согласно международному соглашению, чтобы исключить радиопомехи, для мощных лабораторных и промышленных установок выделили несколько узких частотных интервалов. Чаще всего употребляется частота $f = 13,56$ МГц, которой соответствует длина волны $\lambda = 22$ м. Однако могут быть использованы и другие частоты с соответствующим экранированием потенциальных источников электромагнитного излучения.

Для получения ВЧЕР переменное напряжение прикладывается к электродам, часто плоскопараллельным. Между ними зажигается разряд. Электроды либо помещают в разрядную камеру, наполненную газом при не слишком высоком давлении, либо располагают снаружи камеры с диэлектрическими стенками. В отличие от постоянного для переменного тока присутствие диэлектрика в цепи не препятствие, т.к. переменный ток протекает через такое устройство и при отсутствии разряда. Система электродов в этом случае представляет собой конденсатор, потому такого типа разряд и называют емкостным. Альтернативой ему является индукционный разряд. В этом случае ток высокой частоты пропускают через катушку-соленоид. Внутри нее образуется переменное магнитное поле, которое индуцирует коаксиальное с витками вихревое электрическое поле, и это поле может поддерживать разряд. Электродинамика индукционных разрядов, как и основной круг приложений, несколько иная, и не рассматривается в настоящем пособии.

Использование ВЧЕР среднего давления ($p \sim 10 - 100$ Торр, 1 Торр = 1 мм рт. ст.) для накачки активной среды позволяет создавать высокоэффективные, надеж-

ные и малогабаритные лазеры с газообразной активной средой - СО- и СО₂-лазеры, лазеры на смеси гелия и неона и др. Лазеры с ВЧ-накачкой имеют много преимуществ по сравнению с лазерами, где для накачки активной среды используется тлеющий разряд постоянного тока. Ниже описана природа ВЧЕР и его особенности, которые делают его столь полезным для указанных приложений и сами приложения. Кроме того, в связи с рассмотрением механизма протекания ВЧ-тока через разряд обсуждается с методической точки зрения фундаментальный для теории электричества вопрос о токах смещения.

Целью настоящего учебного пособия является представление методики проектирования лазеров с накачкой ВЧЕР - от выбора активной среды и ее оптических, термодинамических и электрических параметров до оценки мощности и рабочей частоты ВЧ-генератора накачки, а также типа резонатора. Представленная в учебном пособии методика, по мнению авторов, позволит, хотя бы в первом приближении, получить массогабаритные и энергетические параметры лазера.

1. ФИЗИКА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

1.1. Колебания электронов в высокочастотном поле

В любом разряде носителями электрического тока, как правило, служат свободные электроны. Тяжелые, малоподвижные ионы выступают в роли носителей тока только там, где плотность электронов в сотни раз меньше, чем плотность ионов. В осциллирующем электрическом поле $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t$ ($\omega = 2\pi f$) электрон совершает колебания. Поскольку дело происходит в газе, электрон сталкивается с молекулами, резко меняя направление своего движения (рассеиваясь). В ВЧЕР газ ионизирован обычно очень слабо, до степени $10^{-8} \div 10^{-7}$, поэтому столкновения электронов с ионами или другими электронами несущественны.

В соответствии с [1, 2] обозначим ν_m эффективную частоту столкновений электрона - число столкновений, которое электрон испытывает в 1 с. Эффективная частота процентов на 10 меньше фактической ν_c из-за неравновероятности рассеяния на разные углы. При изотропном рассеянии ν_m совпадает с ν_c . Если столкновения настолько редки, что $\nu_m \ll \omega$, электрон колеблется так, как будто он находится не в газе, а в пустоте. В этом случае из уравнения движения $m\dot{\vec{V}} = -e\vec{E}$ следует, что скорость электрона \vec{V} осциллирует с амплитудой $u = e \cdot E_0 / (m \cdot \omega)$, а согласно уравнению $\dot{\vec{r}} = \vec{V}$ электрон смещается из положения равновесия с амплитудой $u = e \cdot E_0 / (m \omega)^2$. Осцилляции накладываются на поступательное (хаотическое) движение электрона. Частота столкновений пропорциональна плотности молекул газа N . Если газ холодный, как чаще всего и бывает в слабоионизированной разрядной плазме, его плотность можно характеризовать давлением, что гораздо удобнее. При $T = 293$ К давлению $p = 1$ Торр соответствует $N = 3,3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Для большинства газов с разбросом не более чем в

два раза $v_m = 3 \cdot 10^9 \cdot p$ [Торр] с^{-1} . Значит при $f = 13,56$ МГц ($\omega = 0,85 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$) колебания электронов можно рассматривать как свободные (бесстолкновительные) только при $p \ll 3 \cdot 10^{-2}$ Торр. При более высоких давлениях столкновения следует учитывать.

Если рассеяние изотропно, при каждом столкновении электрон полностью теряет свой направленный вдоль поля, приобретенный между двумя столкновениями импульс $m\vec{V}$. Можно отвлечься от поступательного движения, подразумевая под \vec{V} только колебательную составляющую скорости - ведь вектор средней хаотической скорости равен нулю. В 1 с электрон теряет импульс $m\vec{V}v_c$, а с учетом возможной неизотропности рассеяния - $m\vec{V}v_m$ (именно из этих соображений и вводится эффективная величина $v_m = v_c(1 - \overline{\cos\theta})$, где $\overline{\cos\theta}$ - средний косинус угла рассеяния θ . Теперь уравнение движения электрона

$$m\dot{\vec{V}} = -e\vec{E} - m\vec{V}v_m, \quad \vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t, \quad (1.1)$$

содержит дополнительную, пропорциональную скорости силу трения, которое электрон испытывает со стороны среды. Решение этого уравнения имеет вид

$$V = -\frac{v_m e E_0}{m(\omega^2 + v_m^2)} \sin \omega t + \frac{\omega e E_0}{m(\omega^2 + v_m^2)} \cos \omega t. \quad (1.2)$$

При $v_m \ll \omega$ возвращаемся к уже рассмотренному выше случаю бесстолкновительных колебаний. В случае частых столкновений или низких частот $v_m \gg \omega$, когда $\vec{V} = -e\vec{E}(t)/(mv_m)$, скорость направленного движения электрона в каждый момент времени совпадает со скоростью движения в постоянном поле, равном мгновенному значению осциллирующего. Коэффициент пропорциональности $\mu_e = e/(mv_m)$ между $V = V_d$ и E называется подвижностью, а движение такого типа - дрейфовым. Дрейф в постоянном поле описывается тем же уравнением (1.1), но с $E = \text{const}$. Таким образом, в случае частых столкновений электрон совершает дрейфовые колебания. Они тоже накладываются на хаотическое поступательное

движение. Амплитуда смещения при дрейфовых колебаниях следует из уравнения $\dot{\vec{r}} = \vec{V}$:

$$A = \frac{V_d^o}{\omega} = \frac{\mu_e E_o}{\omega} , \quad (1.3)$$

где V_d^o — амплитуда скорости дрейфовых колебаний.

При средних и не очень низких давлениях электроны в ВЧ-поле обычно совершают именно дрейфовые колебания.

1.2. Поддержание разрядной плазмы

Ускоряясь в электрическом поле, электрон приобретает от поля направленную скорость и кинетическую энергию. При столкновении скорость его резко меняется произвольным образом, в среднем вектор скорости обращается в нуль, и электрон начинает как бы заново ускоряться в направлении действия поля. Приобретенная между столкновениями энергия направленного движения переходит в энергию хаотического.

В 1 с поле совершает над электроном работу $\langle -e\vec{E}\vec{V}_m \rangle$, в случае столкновительного дрейфового движения равную $e^2 E^2 / (m v_m)$. Здесь скобками $\langle \rangle$ обозначено усреднение за период, $E = E_0 / \sqrt{2}$ — среднеквадратичное поле. К тому же при каждом эффективном столкновении электрон передает молекуле некоторую долю δ своей средней энергии e . Если столкновения упругие, как в одноатомном газе, в среднем $\delta = 2m/M$, где M — масса молекулы. В молекулярном газе электроны хорошо возбуждают колебания молекул и δ значительно больше, чем в одноатомном газе (например, в азоте $\delta = 2,1 \cdot 10^{-3}$).

Приравняв приобретение энергии электроном в 1 с и потери, получим уравнение

$$\frac{e^2 E^2}{m v_m^2} = \delta \bar{\epsilon} v_m , \quad (1.4)$$

которое определяет среднюю энергию электронов в поле $\bar{\varepsilon}$ (в силу того, что $\delta \ll 1$, энергия хаотического движения электрона ε гораздо больше энергии его колебаний, которая порядка $e^2 E^2 / (m v_m^2) \sim (m V_d^2 / 2)$). Вместо $\bar{\varepsilon}$ часто пользуются понятием электронной температуры T_e , которую вводят свойственным максвелловскому распределению по скоростям равенством $\bar{\varepsilon} = (3/2)kT_e$. Из уравнения (1.4), где $v_m \sim p$ видно, что $\bar{\varepsilon}$ или T_e являются функциями отношения E/p . Такой же закон подобия справедлив и для скорости дрейфа: если считать v_m не зависящей от, $\bar{\varepsilon}$ то $V_d \sim E/p$.

Электронная температура в слабоионизированной разрядной плазме, а следовательно и отношение E/p , которое требуется для стационарного поддержания плазмы, определяются условием компенсации рождения электронов и их потерь. Рождаются электроны в результате ионизации молекул ударами достаточно энергичных для того электронов, количество которых резко зависит от T_e . При максвелловском распределении оно пропорционально $\exp(-I/(kT_e))$, где $I \gg kT_e$ — потенциал ионизации. Гибнут электроны в результате рекомбинации, прилипания к молекулам, обладающим сродством к электрону (например, O_2), диффузии к стенкам. Скорости любых потерь зависят от T_e не так сильно, как скорость ионизации, поэтому стационарной плазме соответствуют более или менее определенные величины T_e и E/p . В молекулярных газах, скажем в лазерной смеси $CO_2 + N_2 + He$, применяемой в CO_2 -лазерах, $T_e \approx 1$ эВ = 11600 К, а $E/p \sim 6 \div 8$ В/(см·Торр). Таким значениям соответствует амплитуда дрейфовых колебаний $A = 5 \cdot 10^{-2}$ см на частоте 13,56 МГц.

1.3. Приэлектродные слои пространственного заряда и постоянный потенциал высокочастотной плазмы

Рассмотрим газовый промежуток с расстоянием L между плоскими электродами площади S . Пусть к ним приложено напряжение $V = V_0 \sin \omega t$. Пока напряжение недостаточно для пробоя газа, через этот конденсатор с емкостью $C = S/(4\pi L)$ течет ток $i = \omega C V_0 \cos \omega t$. При каком-то достаточно высоком напряжении в газе происходит пробой и зажигается ВЧЕ-разряд. В плазме устанавливается по-

ле, нужное для ее поддержания (примерно с таким E/p , о котором говорилось в конце предыдущего раздела). В этом поле электроны совершают дрейфовые колебания, если давление не слишком низкое.

В процессе колебаний электроны, рожденные вблизи электродов, ударяются о них и навсегда уходят в металл. Если электроды покрыты диэлектриками, электроны также навсегда к ним прилипают. Электроны покидают газ из слоев с толщиной порядка амплитуды их колебаний A так, чтобы границы колеблющейся плазмы потом лишь едва касались твердых поверхностей. Ионы практически все остаются, их приближенно можно считать неподвижными. В установившемся разряде электронный газ и плазма качаются из стороны в сторону, попеременно заливая ионы около электродов, подобно тому, как прибрежная волна то заливает, то обнажает дно у берега (рис. 1.1). Распределения поля и потенциала в слоях на рис. 1.2 построены с помощью уравнений электростатики

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e(n_+ - n_e), \quad E = -\frac{d\varphi}{dx} \quad (1.5)$$

в предположениях, что $n_+ = \text{const}$, в слоях $n_e = 0$, а в плазме $n_+ = n_e$. Например, в момент $t = 0$ ионы, как всегда, равномерно заполняют весь промежуток, а электроны и плазма заполняют его среднюю часть и около электродов имеются одинаковые положительно заряженные слои толщины A . Через четверть периода, при $\omega t = \pi/2$, электроны и плазма сдвинулись до конца вправо и у левого электрода обнажился ионный слой толщины $2A$.

Поскольку в газовом промежутке появляется нескомпенсированный положительный заряд, электронейтральная плазма обладает неким постоянным положительным потенциалом \bar{V} по отношению к электродам. Он равен среднему за период потенциалу плазмы (потенциалы электродов в среднем равны нулю). Это замечательное свойство ВЧЕ-разряда лежит в основе всех его приложений для ионной обработки материалов. Ионы, вылетающие из плазмы, вследствие всегда существующего теплового движения ускоряются в постоянном среднем поле, которое порядка $\bar{E} \sim \bar{V}/A$, и бомбардируют положенную на один из электродов мишень. Чтобы ионы летели строго перпендикулярно к поверхности, что крайне же

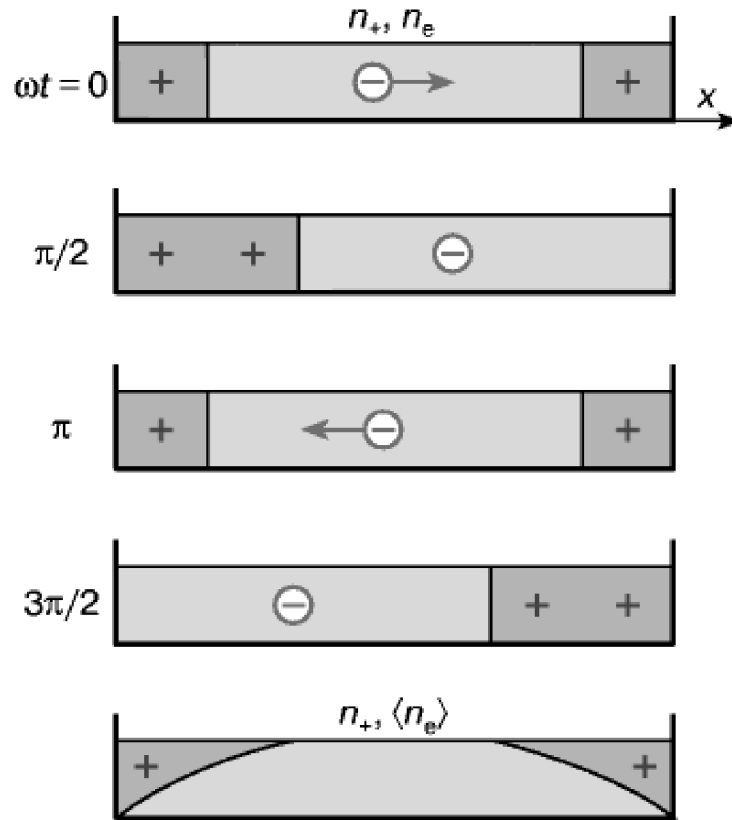


Рис. 1.1. Схема качаний электронного газа в промежутке между плоскопараллельными электродами (Показаны распределения плотностей электронов n_e и ионов n_+ (в предположении $n_+(x) = \text{const}$) через каждые четверть периода, а также направления скорости электронов. Внизу - средние за период распределения.)

лательно для прецизионной технологии, давления делают низкими, чтобы исключить по возможности рассеивающие столкновения ионов с молекулами. В этом случае и энергетический спектр ионов менее размыт, так как энергия большинства ионов соответствует пройденной разности потенциалов \bar{V} .

По порядку величины в плазме ВЧЕ-разрядов описанного типа $n_+ \approx n_e \sim 10^{10} \text{ см}^3$, толщины приэлектродных слоев $d \sim 0,1 \div 1 \text{ см}$, $L \sim 1 \div 10 \text{ см}$; $\bar{V} \sim 100 \text{ В}$, E в слоях выше, чем среднеквадратичное поле в плазме, плотность разрядного тока $j \sim 5 \div 10 \text{ мА/см}^2$, слои практически непроводящие. В приэлектродных слоях, где электроны отсутствуют, не происходит ионизации. Источники электронов сосредоточены в плазме, в основном ближе к слоям. Оговорка "описанного типа" сделана не случайно. Дело в том, что при некоторых достаточно больших значе-

ниях тока и напряжения ВЧЕ-разряд самопроизвольно и скачком переходит в другую, γ -форму, описанная же называется α -формой [1, 2, 3]. В γ -разряде приэлектродные слои на порядок тоньше, плотность тока также, слои обладают заметной ионной проводимостью. Процесс α - γ -перехода эквивалентен пробоем слоев α -разряда.

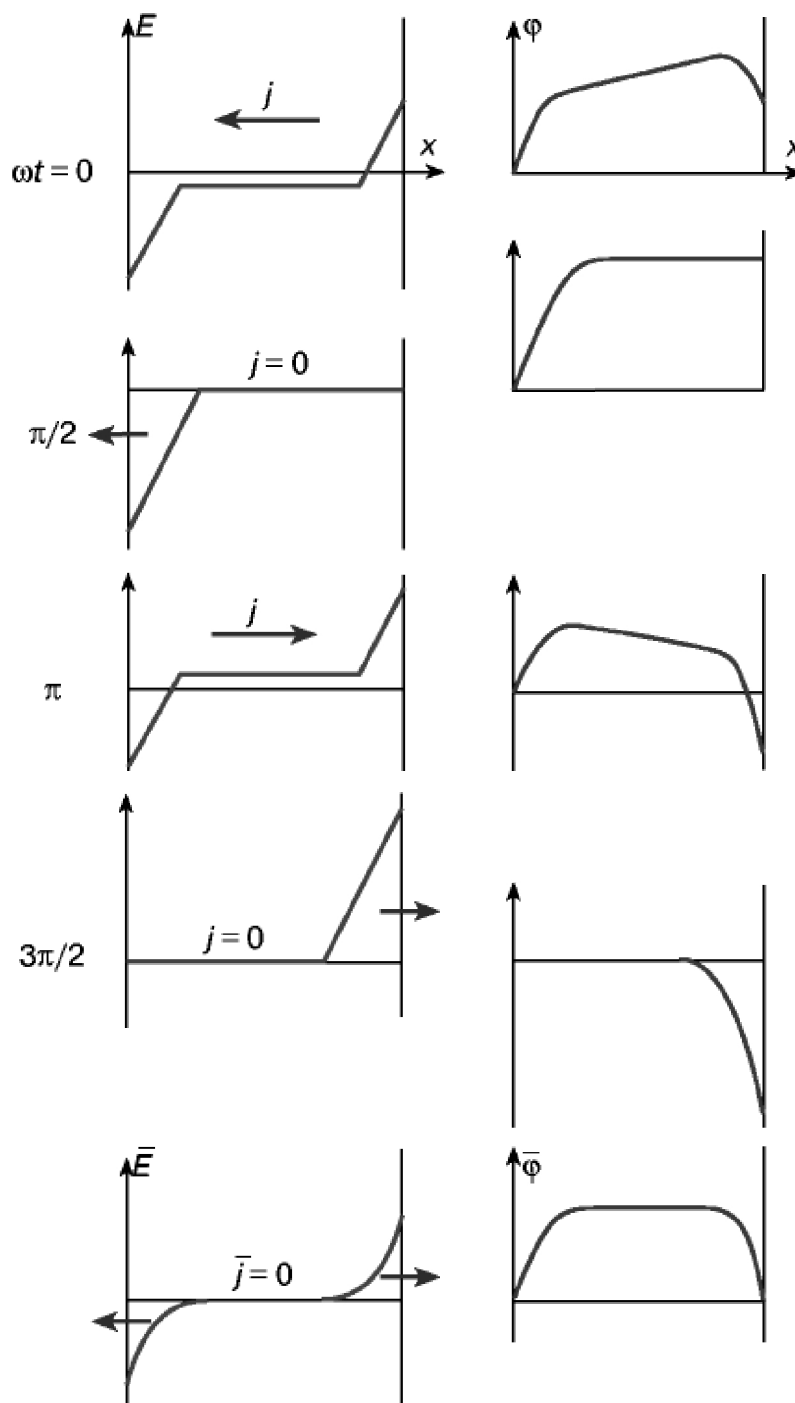


Рис. 1.2. Распределения поля и потенциала по длине промежутка, соответствующие рис. 1.1.

Внизу - распределения, средние за период

1.4. Механизм протекания высокочастотного тока.

Ток смещения

При отсутствии разряда через промежуток между электродами, как говорят, идет ток смещения. В начале предыдущего раздела сила этого тока была выражена привычной электротехнической формулой через емкость. От нее легко перейти к исходному фундаментальному выражению для плотности тока смещения

$$j_c = \frac{i}{S} = \frac{\omega V_o}{4\pi L} \cos \omega t = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1.6)$$

где $E = V/L$ - переменное поле в газовом конденсаторе, у которого диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 1$. Плазму разряда часто можно рассматривать как хороший проводник. Тогда через нее в основном течет ток проводимости с плотностью $j = \sigma \cdot E_p$, где E_p - поле в плазме, а σ - ее проводимость; при $\omega \ll \nu_m$ $\sigma = en_e \mu_e = = e^2 n_e / (m \nu_m)$, как для постоянного тока. Плазма отделена от электродов непроводящими слоями и, следовательно, через них текут токи смещения, которыми ток из плазмы замыкается на электроды. Приэлектродные слои представляют собой переменные емкости, включенные в цепь последовательно с омическим сопротивлением плазмы. Эквивалентная емкость двух слоев в предположении $n_+ = \text{const}$ постоянна. Действительно, как видно даже из рис. 1.1, суммарная толщина двух слоев, которой определяется эквивалентная емкость, постоянна в силу неизменности суммарного заряда слоев. Итак, через плазму идет ток проводимости. С этим все ясно - заряд переносится электронами, в проводах внешней цепи то же самое. Но через слои идет ток смещения, хотя никакого тока там нет вообще. Какой же конкретный физический механизм кроется за этими словами?

В 60-х годах 19-го столетия, формулируя систему уравнений для описания электромагнитных явлений, Дж. К. Максвелл столкнулся с тем, что уравнение для магнитного поля постоянного тока и уравнение сохранения электрических зарядов (уравнение непрерывности) несовместимы, если поля переменные. Чтобы устранить противоречие, Максвелл, не имея на то никаких экспериментальных указаний, постулировал, что магнитное поле порождается не только движением

зарядов, но и изменением электрического поля, подобно тому как электрическое поле порождается не только зарядами, но и изменением магнитного поля. Величину $(1/4\pi)\partial\vec{D}/\partial t$, где $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ - электрическая индукция, которую он добавил к плотности тока проводимости \vec{j} , Максвелл назвал током смещения. У электромагнитной индукции появился магнитоэлектрический аналог, а уравнения поля обрели замечательную симметрию. Так, чисто умозрительно был открыт один из фундаментальнейших законов природы, следствием которого является существование электромагнитных волн.

Но величина, именуемая током смещения, фигурирует в теории электричества и вне всякой связи с магнитными явлениями. Из чисто электрических уравнений

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\vec{j} = 0 ; \quad \operatorname{div}\vec{D} = 4\pi\rho , \quad (1.7)$$

где ρ — плотность зарядов, вытекает, что

$$\operatorname{div}\left(\vec{j} + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right) = 0 . \quad (1.8)$$

Вектор, стоящий в (1.8) под знаком дивергенции, обладает всеми свойствами, которые присущи плотности постоянного тока, подчиняющейся уравнению $\operatorname{div}\vec{j} = 0$. Вектор не имеет источников, линия тока его замкнута, даже если цепь содержит непроводящие участки, произведение абсолютной величины вектора на площадь сечения токовой трубки в любой момент времени постоянно вдоль всей цепи. Вектор, следовательно, можно интерпретировать как плотность полного тока (проводимости плюс смещения), который подчиняется закону сохранения. Однако эта интерпретация отчасти условна.

Электрическая индукция $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ имеет две составляющие: поле \vec{E} и пропорциональную вектору поляризации \vec{P} . Из двух составляющих тока смещения ток поляризации $\partial\vec{P}/\partial t$ и в самом деле ток, ибо связан со смещением зарядов, но величина $(1/4\pi)\partial\vec{E}/\partial t$, которую можно назвать чистым током смеще-

ния, током (в смысле потоком чего-то) не является, она может существовать и в вакууме. Если отвлечься от ее подлинно физического назначения быть источником вихрей магнитного поля, никакой иной физической реальности она не отражает.

Но, рассматривая протекание тока в квазипотенциальном для ВЧ-диапазона поле, порождаемом преимущественно зарядами, мы вообще не знаем о существовании магнитного поля. Имея дело с газообразными проводниками, часто вообще можно пренебречь током поляризации, считая, что $\varepsilon = 1$ ($\vec{P} - (\varepsilon - 1)\vec{E} / 4\pi$). Стало быть, оперируя чистым током смещения, как в случае с газовым конденсатором или приэлектродными слоями ВЧ-разряда, где $\varepsilon = 1$, используется понятие, лишенное физического содержания? Выходит что так. И конкретный механизм протекания тока через ВЧЕ-разряд исчерпывающим образом расшифровывается в терминах движения зарядов и электростатики без привлечения символического тока смещения. Исключительно полезная роль последнего связана с тем, что трактовка (1.8) как закона сохранения полного тока чрезвычайно упрощает расчеты и позволяет представить все в удобной и изящной форме. Именно потому понятие тока смещения так широко внедрилось в электротехнику и радиотехнику. Но, как мы сейчас увидим, все легко объясняется и без него.

Будем считать плазму идеальным проводником, без чего вполне можно и обойтись, только выкладки будут длиннее [1]. В рамках модели рис. 1, 2 и со сделанным упрощением запишем поле в левом слое (с помощью (1.5)) и разрядный ток в плазме j :

$$\left. \begin{aligned} E(x, t) &= E_{cl}(t) + 4\pi en_+ x, \quad E_{cl}(t) = -4\pi en_+ d(t) \\ d(t) &= A(1 + \sin \omega t), \quad A = \mu_e E_p^o / \omega \\ j &= -en_e \mu_e E_p^o \cos \omega t = -en_e \dot{d}, \quad n_+ = n_e. \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

Здесь E_{cl} - поле у левого электрода, d - толщина левого слоя, E_p^o - амплитуда поля в плазме ($E_p^o \ll E_{cl}$).

Кроме того, $E_{el} = 4\pi q$, где q - плотность поверхностного заряда на электроде, и ток во внешней цепи $i = S\dot{q}$, где S - площадь сечения разряда. Как легко проверить с помощью выписанных равенств, ток во внешней цепи совпадает с током в плазме (и, разумеется, с "током смещения" в слое), но, что показательно, знак равенства между физическими первым током и вторым поставлен без участия третьего, условного "тока смещения" в слое. Реально происходит следующее. Например, в первой четверти периода (рис. 1.2) плазма сдвигается направо, ток из плазмы течет налево и нагнетает в расширяющийся левый слой положительный заряд. Последний притягивает на левый электрод компенсирующий его отрицательный заряд. От этого по внешней цепи идет такой же ток от левого электрода к правому, с которого этот заряд снимается. Нарастание абсолютной величины отрицательного поля в слое, что трактуется как ток смещения, есть просто результат нарастания по величине зарядов в слое и на электроде.

1.5. Особенности использования высокочастотного разряда для накачки CO₂-лазера

При использовании ВЧЕР для накачки CO₂-лазера необходимо обеспечить стационарное горение разряда. Электронная температура в слабоионизированной плазме, а следовательно и отношение напряженности поля к плотности молекул газа E/N (для слабоионизированного газа плотность газа можно характеризовать давлением p), которое требуется для стационарного поддержания плазмы, определяются условием компенсации рождения электронов и их потерь.

Рождаются электроны в результате ионизации молекул ударами достаточно энергичных для этого электронов. Гибнут электроны в результате рекомбинации, прилипания к молекулам, диффузии к стенкам. Скорости любых потерь зависят от электронной температуры T_e не так сильно, как скорость ионизации, поэтому стационарному разряду соответствуют определенные величины электронной температуры T_e и отношения напряженности поля к давлению газа E/p [3, 4].

С точки зрения подведения электромагнитной мощности к ГРК большое значение имеет неоднородность электромагнитного поля в плазме ВЧ-разряда, поскольку именно пространственное распределение напряженности электромагнитного поля определяет влияние внешнего источника ВЧ-энергии на параметры плазмы внутри разрядной камеры. Неоднородность обусловлена тем, что при ВЧ-возбуждении газового разряда в щелевой разрядной камере лазера средней мощности длина волны накачки соизмерима с продольными размерами разрядной камеры.

Выравнивание распределения напряженности поля вдоль ГРК следует рассматривать совместно с остальными процессами в плазме газового разряда, поскольку даже при условии существования однородного электромагнитного поля разряд может иметь неоднородную структуру [5]. При этом существенную роль играют процессы на границе между неионизированным газом и плазмой, вследствие которых разряд может распространяться от точки подключения генератора накачки либо стягиваться в жгут с более устойчивым энергетическим режимом.

Для процесса лазерной генерации важно то, что даже при наличии плазмы лазерная смесь может находиться в неоптимальном для лазерной генерации режиме. Для самостоятельного разряда накачка оптимальна при значении отношения E/N около $4 \cdot 10^{-16}$ В·см² [4, 6]. При использовании самостоятельного разряда к этому значению можно только приблизиться. Неравномерность пространственного распределения напряжения влияет на пространственное распределение интенсивности лазерного излучения и выходную мощность лазера. Поэтому необходимо поддержание плазмы в квазиоптимальном режиме на каждом участке разрядной камеры, что обеспечивается однородностью ВЧ-разряда вдоль разрядной камеры щелевого типа.

1.6. КПД системы высокочастотного возбуждения разряда в СО₂-лазерах

КПД высокочастотной системы накачки компактного газового лазера:

$$\eta_{\text{накачки}} = \eta_{\Gamma} \cdot \eta_{\text{СС}} \cdot \eta_{\text{ЦП}} \cdot \eta_{\text{ПП}} \quad (1.10)$$

где η_{Γ} - КПД генератора накачки; $\eta_{СС}$ - КПД системы согласования генератора с разрядной камерой лазера; $\eta_{ЦП}$ - КПД цепи подключения генератора к разрядной камере лазера; $\eta_{ПП}$ - эффективность поглощения плазмой мощности ВЧ поля.

Для создания эффективной системы ВЧ-накачки необходимо обеспечить:

- 1) эффективную работу ВЧ-генератора;
- 2) согласование ВЧ-генератора с разрядной камерой;
- 3) эффективное распределение энергии накачки в разрядной камере;
- 4) эффективность поглощения ВЧ-мощности плазмой и преобразования этой энергии в энергию лазерного излучения.

Для накачки компактного газового лазера средней мощности ВЧ-генератор должен иметь выходную мощность ~ 1 кВт. В настоящее время существует достаточное количество таких генераторов с КПД около 54...70 %. Компактность этих устройств вполне удовлетворительна — габаритные размеры составляют порядка 140×110×175 мм [4].

Система согласования обеспечивает согласование ВЧ-генератора с разрядной камерой. Для ВЧ-генератора, применяемого в любой области техники, важен характер входного сопротивления нагрузки. В случае применения ВЧ генератора для накачки газоразрядного лазера нагрузкой служит разрядная камера, входное сопротивление которой меняется в очень широком диапазоне - порядка 100 ÷ 2000 Ом [7]. Поэтому при возбуждении ВЧ-разряда необходимо применять систему согласования.

КПД систем согласования достаточно высок - около 0,9 и дальнейшее повышение эффективности самой системы согласования может быть обеспечено в основном применением высокодобротных элементов. Тем не менее, оптимизация системы согласования представляет значительный интерес для увеличения общего КПД систем накачки [4, 7, 8], поскольку позволяет решить проблемы однородности и устойчивости.

Системы согласования делят на *пассивные* и *адаптивные*.

Пассивная система согласования настраивается на согласование генератора с разрядной камерой лазера в некотором диапазоне изменения комплексного сопротивления разрядной камеры [4, 7]. Такие системы согласования по-

казывают достаточно хорошие результаты, если производить подстройку при значительных изменениях комплексного сопротивления разрядной камеры (смена разрядной камеры, изменение состава смеси и т.п.). При пассивном согласовании система согласования достаточно компактна вследствие простоты устройства и небольшого количества элементов [7].

Адаптивные системы согласования подстраивают свои характеристики на основании информации, получаемой из отраженного от нагрузки сигнала [4]. Адаптивная система согласования обеспечивает более точное согласование импеданса разрядной камеры с выходным сопротивлением генератора, но имеет гораздо более сложную схему и большие габаритные размеры. Адаптивное согласование применяется, как правило, при небольшой мощности накачки [4] и представляет определенные сложности для лазеров средней мощности вследствие значительной мощности накачки.

Для CO_2 -лазеров средней мощности с ВЧ-накачкой использование адаптивной системы согласования нецелесообразно, поскольку это приводит к значительному усложнению конструкции лазера, увеличению его габаритов и снижению КПД. Пассивная система согласования достаточно хорошо выполняет функцию согласования [7, 8, 9], и ее практическое исполнение не представляет значительных трудностей при больших мощностях накачки. По этим причинам для компактного газового лазера средней мощности целесообразно применять пассивную систему согласования.

Распределение энергии накачки в разрядной камере определяется параметрами цепей подключения. В результате подключения ВЧ-генератора к разрядной камере в ней формируется пространственное распределение электромагнитного поля, структура которого определяется не только типом разрядной камеры и характеристиками плазмы, но и в большой степени цепями подключения. Это обусловлено тем, что цепи подключения меняют электрические параметры разряда в точках подключения. Выбирая расстояния между точками подключения, мощность и фазовые соотношения токов и напряжений в точках подключения, можно влиять на структуру формируемого в камере ВЧ-разряда. Однородная структура ВЧ-разряда в разрядной камере должна обеспечивать опти-

мальные условия (оптимальное отношение E/N) для создания инверсии населенности и усиления лазерного излучения.

Таким образом, в случае применения цепей подключения основной задачей является получение однородного и устойчивого ВЧ-разряда в максимальном объеме. Необходимость решения этой задачи при проектировании компактного CO_2 -лазера с ВЧ-накачкой обусловлена тем, что для такого лазера длина разрядной камеры становится соизмеримой с длиной волны накачки. Это соотношение приводит к появлению принципиальной неоднородности ВЧ-разряда и необходимости принимать меры по обеспечению однородности и устойчивости такого разряда.

Основными методами обеспечения однородности являются секционирование электродов, искусственное движение плазмы и подключение к разрядной камере дополнительных элементов с комплексным сопротивлением.

Секционирование электродов является наиболее теоретически обоснованным. Однако с увеличением количества секций электрода растет сложность системы согласования генератора с разрядной камерой и падает ее эффективность. Кроме того, увеличение количества точек подключения приводит к усложнению системы согласования.

Искусственное движение плазмы позволяет повысить степень однородности разряда. При достаточно быстром движении плазмы неоднородности размываются, а неустойчивости искусственно подавляются. Однако такие системы сложны в эксплуатации, не отвечают требованиям компактности и вследствие большой энергоемкости снижают полный КПД лазера.

При подключении к разрядной камере дополнительных элементов с комплексным сопротивлением, ВЧ-генератор подключается к протяженному электроду в нескольких точках. Выравнивание распределения параметров ВЧ-разряда вдоль разрядной камеры подключением дополнительных элементов с комплексным сопротивлением осуществлялось экспериментально для конкретных систем. При этом методика расчета элементов и способа их подключения к разрядной камере не приводится. В работах указывается на необходимость привлечения теории длинных линий [1, 7], но не приводятся обосно-

ванные требования к построению цепей подключения. В настоящее время применение выравнивающих цепей подключения является основной тенденцией при проектировании систем подведения мощности к разрядным камерам компактных газовых лазеров средней мощности. Этот метод достаточно легко реализуем, компактен и не приводит к заметным потерям энергии, что позволяет говорить о его эффективности.

Для получения однородного ВЧ-разряда в щелевой разрядной камере компактного CO_2 -лазера средней мощности целесообразно применять цепи подключения, состоящие из элементов с реактивной проводимостью.

Эффективность поглощения ВЧ-мощности плазмой определяется свойствами плазмы и зависит от режима горения разряда. Эффективность η_{III} существенно зависит от отношения E/N или E/p . Концентрация молекул N , как и давление p , в камере щелевого типа практически не подвержено флуктуациям, поскольку размеры щели малы, а электроды эффективно охлаждаются. Поэтому для получения максимальной эффективности η_{III} необходимо обеспечить оптимальное значение напряженности поля во всем объеме разрядной камеры и, тем самым однородность ВЧ-разряда во всем активном объеме.

2. МОДЕЛЬ ПРОТЕКАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ТОКА ЧЕРЕЗ ДЛИННЫЙ ПЛОСКИЙ ПРОМЕЖУТОК ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

2.1. Уравнения электрического процесса в безэлектродном случае

Рассмотрим плоский разрядный промежуток достаточно большой длины L вдоль тока, и будем считать процесс одномерным, т. е. не зависящим от поперечных координат [1]. Ниже станет ясным, для чего нужны оговорки: длинный промежуток, повышенные давления. Пусть электроды изолированы от плазмы диэлектрическими пластинами толщины l с диэлектрической проницаемостью ε (рис. 2.1, а). В плазме положим $\varepsilon = 1$. Запишем уравнения непрерывности для плотности объемного заряда ρ , электростатики и закон Ома для тока проводимости в плазме

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j_1}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi\rho; \quad j_1 = \sigma E. \quad (2.1)$$

Будем считать плазму электронейтральной во всем промежутке, за исключением тонких слоев у границ, где сосредоточиваются заряды, вызванные ее поляризацией. Заряды будем рассматривать как поверхностные. Это эквивалентно допущению об однородности плазмы в объеме. В самом деле, по (2.1), если $\rho = 0$, то E, j_1, σ от x не зависят. И обратно, допустив однородность промежутка, можно сделать вывод об электронейтральности плазмы в объеме. Тогда сумма токов проводимости и смещения

$$j_1 + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} = j_1 + j_{cm} = j(t) \quad (2.2)$$

в каждый момент времени не зависит от координаты x .

Обозначим q_1 и q плотности поверхностных зарядов в плазме и на электродах. Последние «собираются» из внешней цепи под действием приложенной ЭДС. В плазму их не пускают изоляторы. Направления полей в диэлектриках E_D и знаки зарядам q_1 и q приписываются один раз в соответствии с мгновенной картиной, изображенной на рис. 2.1а. В дальнейшем уравнения сами будут управлять знаками алгебраических величин полей, зарядов и токов.

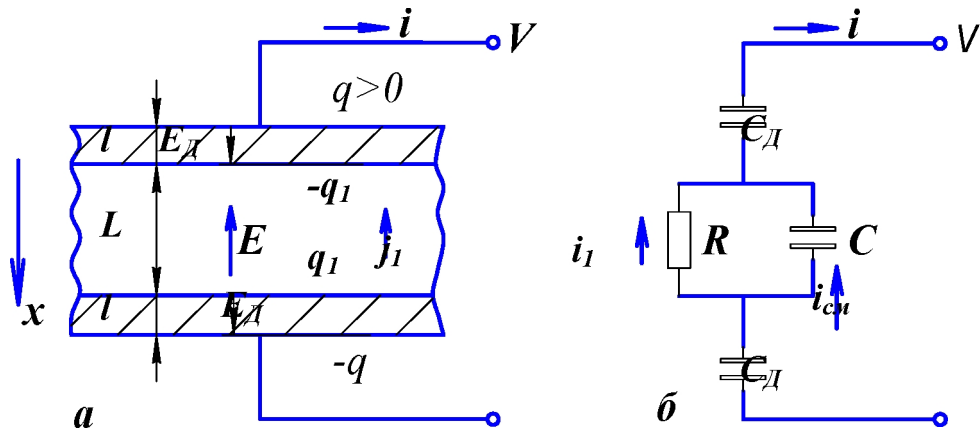


Рис. 2.1. Схема безэлектродного ВЧЕР: а - конструкция разрядной камеры; знаки поверхностных зарядов, направления полей и тока соответствуют фазе, в которой заряд на верхнем электроде положительный и уменьшается; б - эквивалентная электрическая схема разрядного устройства

Применяя закон Ома и уравнения связи: $\text{div} \vec{D} = 4\pi\rho$, $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$ к границам электрод - изолятор и изолятор - плазма и учитывая, что поле в металле пренебрежимо мало из-за огромной проводимости, найдем

$$\varepsilon E_D = 4\pi q, \quad E - \varepsilon E_D = -4\pi q_1. \quad (2.3)$$

Применяя к тем же границам уравнения

$$\dot{q}_1 \equiv dq_1 / dt = j_t, \quad \dot{q} = i / S, \quad (2.4)$$

где i - ток во внешней цепи, S - площадь электродов. Из комбинации равенств (2.3), (2.4) следует, что ток во внешней цепи $i(t)$ совпадает с полными токами в диэлектриках и промежутке jS (по (2.2)), что выражает закон сохранения суммарного тока проводимости и смещения вдоль всей электрической цепи.

В рамках допущения о поверхностном характере зарядов у границ плазмы, т. е. о «нулевой» толщине слоев пространственного заряда, не существует падений потенциала в слоях. Необходимо отметить, что пренебрежение любыми приэлектродными явлениями и соответствующими падениями потенциала в какой-то мере может быть оправданным, если эти падения малы по сравнению с напряжением $V_1 = EL = (E/p)pL$ на однородной плазме, а занимаемая последней длина составляет значительную часть всего промежутка. Реально при средних давлениях приэлектродные падения в среднем за период не превышают 200 В, а толщины неоднородных приэлектродных областей порядка 1 см [1, 2]. Следовательно, для достаточно больших pL рассмотрение не лишено смысла. Оно вполне соответствует теории тлеющего разряда в случае больших pL , когда внимание можно сосредоточить на положительном столбе, аналогом которого и является однородная плазма. В дальнейшем для удобства так и будем называть ее «положительным столбом».

В сделанных предположениях мгновенное напряжение на электродах

$$V = 2E_d l + EL. \quad (2.5)$$

Исключая поля из (2.5), (2.3) и равенство $\bar{j} = \sigma \bar{E}$, получим систему уравнений

$$\begin{cases} V = \frac{8\pi l}{\varepsilon} q + \frac{f_1 L}{\sigma} \\ j_1 = 4\pi\sigma(q - q_1) \\ \dot{q}_1 = j_1 \\ \dot{q} = j \end{cases}, \quad (2.6)$$

которая описывает протекание тока. Ее следует дополнить уравнением внешней цепи - аналогом равенства $\mathcal{E} = V + i\Omega$ (Ω – омическое сопротивление), связывающим V и i . Системе (2.6) можно придать электротехническую форму. Для этого вводится вместо плотностей токи $i = jS$, $i_1 = j_1 S$ и заряды $Q = qS$, $Q_1 = q_1 S$, омическое сопротивление разряда $R = L/\sigma S$, емкости диэлектриков $C_d = \varepsilon S/4\pi L$ и плазменного пространства $C = S/4\pi L$. Получим

$$V = \frac{2Q}{C_d} + i_1 R, \quad i_1 R = \frac{Q - Q_1}{C}, \quad \dot{Q}_1 = i_1, \quad \dot{Q} = i. \quad (2.7)$$

Отвечающая им эквивалентная электрическая схема изображена на рис. 2.1, б. Ток проводимости течет через активное сопротивление, ток смещения - через плазменную емкость, причем $i_l + i_{cm} = i$.

2.2. Уравнения в случае оголенных электродов

Если нет изолирующих пластин, из эквивалентной схемы рис. 2.1, б следует изъять емкости C_δ (рис. 2.2) [1]. Тогда

$$V = i_l R, \quad i_l R = \frac{Q - Q_l}{C}, \quad \dot{Q}_l = i_l, \quad \dot{Q} = i. \quad (2.8)$$

Вопрос о механизме замыкания тока на границе между плазменным и металлическим проводниками в данном приближении не рассматривается. Токи зарядов по разные стороны границы не одинаковы $i \neq i_l$, и поверхностный заряд на границе существует, $Q - Q_l \neq 0$, вследствие различия проводимостей плазмы σ и металла ($\sigma = \infty$).

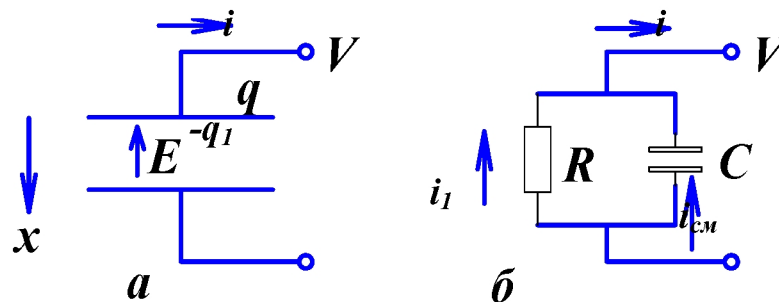


Рис. 2.2. Схема устройства (а) и эквивалентная электрическая схема (б) электродного ВЧЕ-разряда, аналогичные рис. 2.1

Уравнениями (2.6), (2.7) описываются не только ВЧ, но и вообще нестационарные разряды, скажем импульсные, лишь бы при их характерной длительности не нарушались сделанные приближения. Например, смещения электронов должны быть малыми по сравнению с L .

2.3. Решение для случая изолированных электродов

Плазма в разрядном промежутке поддерживается полем, и, поскольку поле осциллирует, периоды преимущественного рождения электронов чередуются с периодами преимущественной их гибели. Допустим, что к электродам приложено

синусоидальное напряжение $V = V_a \cdot \sin \omega t$. Пусть за полупериод колебаний плазма распадается лишь в малой степени. На рассматриваемой частоте $f \sim 10^7$ Гц это условие выполняется: характерные частоты гибели электронов в плазме тлеющего разряда не превышают 10^5 Гц. Тогда глубина модуляции n_e , σ и R (с частотой $2f$) незначительна и $R(t) \approx \text{const}$. Уравнения (2.6) можно интегрировать, рассматривая сопротивление плазмы как постоянный параметр. Приведем результаты этого несложного вычисления. Напряжение на плазме V_1 , поле в плазме E , ток проводимости i_1 , пропорциональные друг другу, определяются формулой

$$V_1 = EL = i_1 R = \frac{V_a}{1 + 2C/C_d} \frac{\omega \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \sin(\omega t + \varphi), \quad (2.9)$$

где $\tau = R(C_d/2 + C)$, $\varphi = \arctg \omega \tau$.

Ток во внешней цепи (ток разряда)

$$i = \frac{V_a}{R(1 + 2C/C_d)} \frac{\omega \tau \sqrt{1 + \omega^2 \tau_\sigma^2}}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \sin(\omega t + \varphi + \Delta \varphi), \quad (2.10)$$

где $\tau_\sigma = RC = 1/4\pi\sigma$, $\Delta \varphi = \arctg \omega \tau_\sigma$.

Амплитуда напряжения на плазме V_{1a} меньше амплитуды приложенного V_a , т.к. чем меньше емкость изоляторов, тем большая часть напряжения падает на них. Напряжение V_1 сдвинуто по фазе относительно V , так как через диэлектрики проходит исключительно ток смещения. По той же причине, а также вследствие существования тока смещения в плазме разрядный ток i сдвинут по фазе относительно V . Время τ характеризует инерционность всего конденсаторного устройства, изображенного на рис. 2.1. Если его зарядить, а потом соединить электроды накоротко, чтобы дать возможность разрядиться, то при условии, что плазма не успеет распасться ($R(t) = \text{const}$), заряд будет релаксировать по закону $Q = Q(0)e^{-t/\tau}$.

Время τ_σ характеризует скорость рассасывания объемных зарядов в самой плазме. Величиной $\omega \tau_\sigma = \omega/4\pi\sigma$ определяется отношение амплитуд токов смещения и проводимости в плазме:

$$i_{см\ a} = \frac{i_a \omega \tau_\sigma}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad i_{1a} = \frac{i_a}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_\sigma^2}}, \quad \frac{i_{смa}}{i_{1a}} = \omega \tau_\sigma. \quad (2.11)$$

Поскольку токи эти сдвинуты по фазе на $\pi/2$, складываются не их амплитуды, а квадраты: $i_a^2 = i_{la}^2 + i_{cm}^2$.

2.4. Вариант с оголенными электродами

Аналогично предыдущему из (2.8) найдем:

$$V_1 = EL = i_1 R = V = V_a \sin \omega t, \quad (2.12)$$

$$i = (V_a / R) \sqrt{1 + \omega^2 \tau_\sigma^2} \sin(\omega t + \Delta\varphi). \quad (2.13)$$

Сдвиг по фазе $\Delta\varphi$ между разрядным током i и полем в плазме E или током проводимости в ней i_l таков же, как и в случае изолированных электродов, и дается формулой (2.10). Остаются в силе и формулы (2.11). Однако теперь нет отличия между напряжениями на плазме V_l и на электродах V , так как не учитывается возможная «изоляция» электродов приэлектродными слоями, которым приписали «нулевую» толщину.

3. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОДНОРОДНОГО ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА

Решение главы 2 показывает, какие поле и ток возникают в однородной протяженной плазме с определенной проводимостью, если к электродам приложено ВЧ-напряжение. Другая сторона вопроса - это какая проводимость возникает в разрядном промежутке в данном поле или же какое поле требуется для поддержания определенной плотности электронов. Это уже зависит от электронных процессов в плазме, и соответствующая связь n_e и E или j и E представит собой ВАХ положительного столба разряда. При известных прочих условиях ее можно превратить в ВАХ всего разрядного устройства. Условия поддержания неравновесной однородной плазмы ВЧ-разряда, в принципе, не отличаются от таковых для положительного столба тлеющего разряда [1, 10]: ионизация должна компенсировать потери электронов.

3.1. Частота ионизации высокочастотным полем

Она определяется энергетическим спектром электронов. Спектр зависит от частоты поля. Он устанавливается со скоростью, которая характеризуется частотой потерь энергии электрона $\nu_u = \nu_m \delta$ (ν_m - эффективная частота столкновений, δ - дельта-функция). Если $\omega \gg \nu_m \delta$, спектр не успевает реагировать на осцилляции поля. Как разъясняется в работе [1], частота ионизации в ВЧ-поле $\nu_{iВЧ}$ не отличается при этом от частоты ионизации $\nu_i(E)$ в постоянном поле E , равном по величине эффективному значению переменного $E_{эф}$. Последнее выражается через E_0 , ω , ν_m формулой:

$$E_{\text{эф}} = E \left[\frac{v_m}{\sqrt{\omega^2 + v_m^2}} \right]. \quad (3.1)$$

В том диапазоне частот, где $v_m \gg \omega \gg v_m \delta$ совпадает со среднеквадратичным полем $E_a/2^{0,5}$.

В противоположном пределе $\omega \ll v_m$ спектр «следит» за осцилляциями поля, все время подстраиваясь к мгновенному значению $E(t)$, а «мгновенная» частота ионизации совпадает с частотой ионизации в постоянном поле той же величины. В этом случае следует просто усреднить $v_i [E(t)]$ по времени:

$$v_{i \text{ БЧ}} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \mathcal{G}_i(E_a |\sin \omega t|) dt = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \mathcal{G}_i(E_a \sin \varphi) d\varphi. \quad (3.2)$$

Поскольку $v_i(E)$ - функция очень крутая, ионизация фактически происходит короткими всплесками в моменты амплитудных значений поля. В остальное время преобладают потери электронов. В молекулярных газах: N_2 , воздухе, лазерных смесях CO_2+N_2+He , при давлениях $p \geq 30$ Торр ситуация близка ко второму предельному случаю. Потери электронов при этом характеризуются эффективным коэффициентом рекомбинации $\beta_{\text{эф}}$, зависящим от процессов прилипания и отлипания электронов к молекулам и ионам [1]. Если ионизационный коэффициент $\alpha(E)$ задан в таунсендовской форме, разложением $1/\sin \varphi$ около $\varphi = \pi/2$ получим полезную для расчетов формулу

$$v_{i \text{ БЧ}} = (2E_a / \pi B p)^{1/2} v_i(E_a), \quad v_i(E) \sim \exp(-B p / E) \quad (3.2')$$

прямо выражающую $v_{i \text{ БЧ}}$ через частоту ионизации в постоянном поле амплитудного значения. Коэффициент при $v_i(E_a)$ характеризует долю времени, в течение которого фактически происходит ионизация. Формула (3.2') тем точнее, чем меньше эта доля.

3.2. Пример расчета вольт-амперной характеристики

Рассмотрим положительный столб разряда на частоте $f = 13,6$ МГц в лазерной смеси $CO_2:N_2:He = 1 : 6 : 12$ при $p = 30$ Торр, что соответствует условиям в мощных CO_2 -лазерах, описанных в разд. 5.3. В такой плазме $\beta_{\text{эф}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$.

Для поддержания электронной плотности n_e требуется частота ионизации $\nu_{iBЧ} = \beta_{эф} \cdot n_e$. В предположении, что $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, получим $\nu_{iBЧ} = 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Эта величина, которой характеризуется и скорость распада плазмы, столь мала по сравнению с f , что пульсации n_e около среднего значения ничтожны. Для данной смеси $\delta \approx 0,86 \cdot 10^{-2}$. Эффективная частота столкновений электрона ν_m при $f \geq 10 \text{ МГц}$ определяется эмпирическим выражением:

$$\nu_m \approx 3 \cdot 10^9 \cdot p, \quad (3.3)$$

где p - давление, Торр. Тогда эффективная частота столкновений электрона $\nu_m = 0,9 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а скорость установления электронного спектра $\nu_m \delta \gg 7,2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ почти на порядок больше $\omega = 0,86 \cdot 10^{-2}$. Поэтому спектр, можно считать, осциллирует вместе с полем, и $\nu_{iBЧ}$ определяется формулой (3.2'). На рис. 3.1 сплошной кривой показана рассчитанная таким образом «ВАХ», точнее, зависимость E_a/p от плотности электронов. Для сравнения пунктиром показана та же зависимость, найденная в предположении, что электронный спектр не испытывает осцилляции и соответствует постоянному полю $E_a/2^{0,5}$, как было бы в случае $\nu_m \gg \omega \gg \nu_m \delta$. При заведомом выполнении неравенства $\nu_m^2 \ll \omega^2$ истинная кривая, можно сказать, лежит между проведенными, но, в соответствии с оценкой $\omega \ll \nu_m \delta$ - ближе к сплошной. Как видно, диапазон между предельными вариантами невелик. Это и естественно, ибо в одном пределе «ионизирует» поле $E_a/2^{0,5} = 0,7 E_a$, в другом - чуть меньшее E_a .

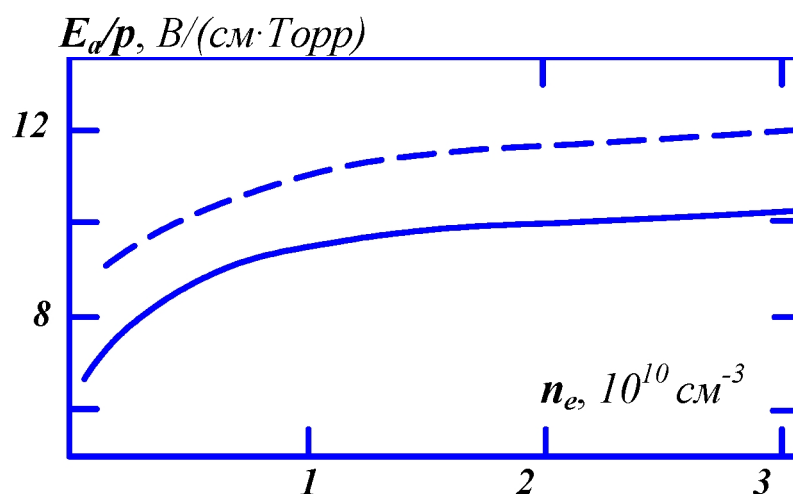


Рис. 3.1. Расчетная зависимость амплитуды поля в плазме положительного столба ВЧЕ разряда от плотности электронов (эквивалент ВАХ столба)

3.3. Пример расчета электрических параметров безэлектродного разряда

Для иллюстрации «электротехнической» модели главы 2 можно провести расчет разряда в том же газе при тех же p и f , что и в разд. 3.2, применительно к геометрическим параметрам установки с разрядной камеры 27 л (длина разрядной камеры $a = 63$ см, ширина разрядной камеры $b = 76$ см, разрядный промежуток – 5,5 см) [1]: $L = 5,5$ см, $l = 1$ см, $\varepsilon = 5$. Остановимся на случае $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При $v_m = 0,9 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ проводимость σ определяется выражением:

$$\sigma = \frac{\varepsilon^\eta n_e v_m}{m(\omega^2 + \mathcal{G}_m^2)} = 2,53 \cdot 10^8 n_e \frac{v_m}{\omega^2 + \mathcal{G}_m^2} \text{ с}^{-1} = 2,82 \cdot 10^{-4} n_e \frac{\mathcal{G}_m}{\omega^2 + \mathcal{G}_m^2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}, \mathcal{G}_m, \omega \text{ [с}^{-1}] \quad (3.4)$$

Расчеты дают значения $\sigma = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. По рис. 3.1 для поддержания плазмы с такой проводимостью требуется $E_a/p = 9,4 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$. Плазменный параметр $\omega\tau_\sigma = \omega/4\pi\sigma = 0,23$. Согласно формуле (2.11) при подстановке $\omega\tau_\sigma = 0,23$, $j_{1a}/j_{cm} = 4,3$ и $j_{1a} = 0,95 j_a$. Таким образом, в плазме течет в основном ток проводимости и амплитуда его плотности $j_a \approx \sigma E_a \approx 10 \text{ мА}/\text{см}^2$. Энерговклад в плазму $\sigma E_a^2/2 = 1,4 \text{ Вт}/\text{см}^3$.

Напряжение на столбе определяется выражением:

$$V_{1a} = E_a L = (E_a/p) \cdot p. \quad (3.5)$$

Омическое сопротивление разряда $R = L/\sigma S = L/(\sigma \cdot a \cdot b) = 32 \text{ Ом}$, емкости диэлектриков $C_D = \varepsilon_o \varepsilon S/4\pi l = \varepsilon_o \varepsilon (a \cdot b)/4\pi l$ и плазменного пространства $C = \varepsilon_o S/4\pi L = \varepsilon_o (a \cdot b)/4\pi L$ [$\varepsilon_o = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}/(\text{Н} \cdot \text{м}^2)$ – диэлектрическая постоянная]. Отношение емкостей $C_D/2C = 14$. Расчеты дают значение напряжения на столбе $V_{1a} = 1,55 \text{ кВ}$, а параметра $\omega\tau$ по формуле (2.9) $\omega\tau = 3,6$. Амплитуда напряжения на плазме V_{1a} составляет 0,9 амплитуды приложенного V_a , так что последняя равна $V_a = 1,75 \text{ кВ}$. Сдвиг по фазе между E , V_1 и V определяется по формуле (2.9) и принимает значение $\varphi = 74,5^\circ$, а разность фаз между током во внешней цепи и напряжением (i и V) - $\varphi + \Delta\varphi = 87,5^\circ$.

В основе проделанного расчета лежит допущение о том, что главным в разряде и в отношении падения напряжения, и по протяженности вдоль поля

является «положительный столб» - однородная плазма, свободная от влияния приэлектродных эффектов. Однако принятое значение pL , отвечающее реальным устройствам, по-видимому, еще не достаточно велико для этого. Имеются экспериментальные указания на значительную протяженность областей, которые являются аналогами отрицательного свечения и фарадеева пространства в тлеющем разряде [1]. Поэтому данный численный пример имеет скорее иллюстративное значение. Надо сказать, что на опыте чаще исследуются не слишком протяженные разряды и при не слишком больших давлениях, когда и приэлектродные падения потенциала существенны, и положительный столб занимает далеко не всю длину промежутка. Но для этих условий теория развита мало.

4. ДВА РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА

Опыт показывает, что при типичных в газоразрядных лазерах давлениях ВЧЕР может стационарно существовать в двух качественно различных режимах горения: слабо- и сильноточном [10, 11]. В работе [12] проанализировано применение разрядов подобного типа в лазерной технике с учетом характерных особенностей каждого из режимов горения ВЧЕР.

Внешне эти два режима отличаются характером распределения интенсивности свечения по длине промежутка, по существу – процессами в приэлектродных слоях и механизмами замыкания тока на электроды. При сильноточном разряде возникает диффузионное свечение в середине промежутка, а около электродов газ не светится. Напряжение на электродах меняется очень мало, что указывает на слабую проводимость ионизированного газа и малый разрядный ток. В слаботочном разряде сильное свечение локализуется у электродов и состоит из чередующихся слоёв, по цвету и порядку следования очень похожих на слои в катодной области тлеющего разряда постоянного тока. Напряжение на электродах после зажигания заметно падает, что говорит о значительной проводимости разряда. Эти особенности истолковываются так: в разряде со слабой проводимостью ток в приэлектродной области имеет преимущественно емкостной характер и является током смещения, как и до зажигания. Зажигание разряда, следовательно, не отражается на поведении электрода, который по-прежнему зарядов не испускает и не воспринимает. В хорошо проводящем сильноточном разряде на отрицательный в данный момент электрод идёт ионный ток, там происходит вторичная электронная эмиссия, и на какое-

то время до смены полярности около “катода” возникает катодный слой, как в тлеющем разряде. На электроды, которые попеременно служат катодами, ток из середины промежутка замыкается теперь токами проводимости. Слаботочный разряд ещё называют α -разряд, а сильноточный γ -разряд, что символизирует роль вторичной эмиссии(γ -процессов). При повышении давления горящий α -разряд внезапно переходит в γ -форму, происходит как бы вторичное зажигание.

При исследовании двух форм ВЧЕР, их свойств, закономерностей перехода из одной формы в другую при давлении 10...100 Торр было экспериментально доказано, что приэлектродные слои в γ -разряде обладают высокой проводимостью [12].

На рис. 4.1 представлены фотографии ВЧЕР для двух различных режимов, которые реализуются при близких значениях ВЧ-напряжения на электродах, но существенно различаются по структуре свечения вдоль направления ВЧ-поля (рис. 4.2). Фотографии на рис. 4.1 получены при исследовании ВЧЕР на частоте 13,6 МГц между плоскими водоохлаждаемыми электродами из латуни, выполненными в виде дисков диаметром 10 см и расположенными в горизонтальных плоскостях на расстоянии 2 см друг от друга, напряжение на электродах в обоих случаях было близко к 300 В. Важно отметить, что покрытие электродов диэлектриком, например тефлоновой пленкой или кварцем, не изменяло картины явления: два режима горения можно было наблюдать и в этом случае.

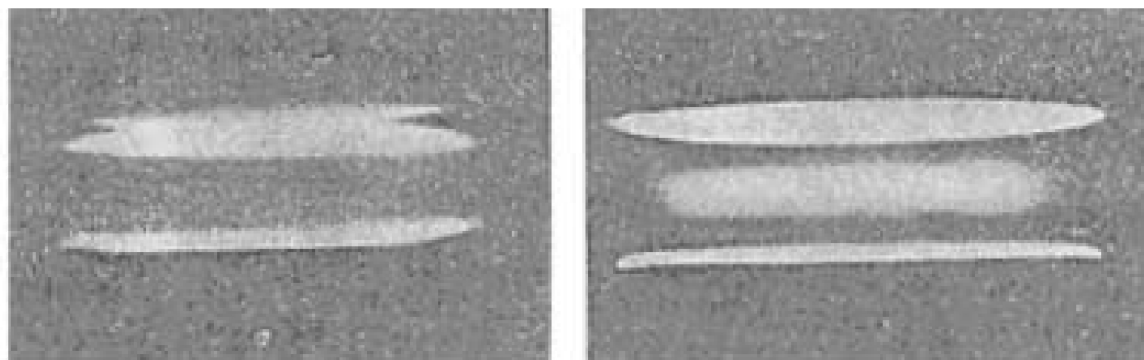


Рис. 4.1. Фотографии ВЧЕР, горящего в воздухе при давлении 10 мм рт. ст в слаботочном (а) и сильноточном (б) режимах [12]

Сильноточный режим по своей структуре подобен обычному тлеющему разряду постоянного тока (РПТ), отличаясь от него двумя особенностями. Во-первых, из-за непрерывной переполюсации электродов плазма тлеющего свечения и темного фарадеева пространства, характеризуемая существенно большей, чем в положительном столбе, проводимостью, в случае достаточно высоких частот не успевает распадаться в области «мгновенного» анода [12], что приводит к появлению у рассматриваемого разряда важных свойств, о которых подробнее будет сказано ниже. Во-вторых, из-за наличия токов смещения в зоне катодного падения потенциала плотность тока в сильноточном ВЧЕР оказывается больше, чем в обычном тлеющем разряде, осуществляемом при тех же условиях [12].

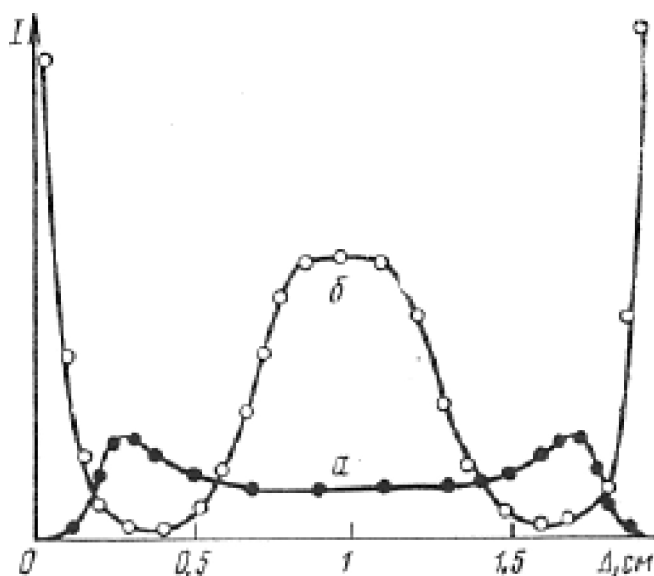


Рис. 4.2. Распределения интенсивности светового излучения разрядов, представленных на рис. 4.1

Слаботочный ВЧЕР является специфической формой разряда переменного тока, существование которой возможно только при наличии токов смещения в приэлектродных областях. При самых малых напряжениях и токах I в ходе наращивания тока почти не меняется. Разряд в этих условиях не заполняет площади электродов, диаметр его в межэлектродном промежутке близок к диаметру пятна на электродах, светится средняя часть промежутка. Около электродов, в слоях пространственного заряда, интенсивность излучения уменьшается. Это типичный слаботочный α -разряд с непроводящими приэлектродными слоями. Из рис. 4.1, а и 4.2 видно, что свечение такого разряда однородно вдоль поля

(область плазменного столба), за исключением несколько более ярких приэлектродных зон, отделенных от электродов темными слоями. Ширина этих слоев близка к амплитуде колебаний электронов плазмы в ВЧ-поле, а активная проводимость очень мала по сравнению с проводимостью плазменного столба. Как показывает эксперимент [12], это обусловлено низкими значениями электронной концентрации в этих зонах, тогда как концентрация ионов здесь практически такая же, как и в плазме. Поэтому только в случае высоких частот, когда емкостная проводимость приэлектродных слоев довольно велика, в таком режиме удастся обеспечить протекание через плазменный столб активного тока с достаточно большой плотностью. При покрытии электродов диэлектриком всё останется точно так же. При наращивании тока в этой стадии разряд расширяется в поперечном направлении, заполняя площадь электрода. Плотность тока на электроде при этом остаётся неизменной. Когда электрод полностью заполняется током и диаметр разряда вырастает до диаметра электродов, для дальнейшего увеличения тока требуется большее напряжение, как в аномальном тлеющем разряде, хотя здесь слои по-прежнему тёмные и непроводящие.

Отметим, что в сильноточном ВЧЕР в области «мгновенного» катода также формируется зона пространственного положительного заряда, определяющая катодное падение потенциала. Однако активная проводимость этой зоны, близкая к проводимости катодного слоя обычного тлеющего разряда постоянного тока (РПТ), осуществляемого в аналогичных условиях, оказывается существенно (на несколько порядков величины) больше, чем в слаботочном разряде.

Такое различие двух рассматриваемых режимов горения ВЧЕР связано с характером процессов, происходящих в приэлектродных слоях пространственного заряда. В сильноточном ВЧЕР, как и в обычном тлеющем разряде, в области катодного слоя обеспечиваются такие условия, когда из-за вторично-эмиссионных процессов происходит непрерывное вырывание электронов из электрода, являющегося в данный полупериод катодом, с последующим развитием здесь электронной лавины, поддерживающей в зоне катодного падения потенциала довольно высокую концентрацию положительно заряженных ионов,

вследствие чего проводимость катодного слоя оказывается сравнительно большой. В слаботочном режиме напряженность электрического поля в приэлектродных областях обычно недостаточна для развития сколько-нибудь заметной электронной лавины, поэтому концентрация положительных ионов, а следовательно и проводимость, оказываются здесь весьма незначительными.

Слаботочный режим характеризуется эффектом нормальной плотности тока, когда диаметр плазменного столба, будучи меньшим диаметра электродов, увеличивается по мере нарастания силы тока так, что плотность разрядного тока остается неизменной. Если перевести слаботочный разряд в аномальный режим, т. е. увеличить поперечный размер столба до диаметра электродов, дальнейшее наращивание тока, протекающего через разряд, приводит к возрастанию его плотности, а следовательно и напряженности электрического поля в приэлектродных областях. Когда же напряженность этого поля в процессе наращивания тока достигает такой величины, что происходит пробой приэлектродных зон с участием вторично-эмиссионных процессов, ВЧЕР скачком переходит из слаботочного режима горения в сильноточный.

Эффект нормальной плотности тока имеет место и при сильноточном ВЧЕР, причем этот эффект проявляется не только в областях, которые прилегают непосредственно к электродам, попеременно выполняющим функцию катода, но существует и у положительного столба. При этом поперечный к направлению тока размер приэлектродных областей, например тлеющего свечения, почти совпадает с диаметром плазменного столба, если разряд возбуждается на достаточно высоких частотах. Поэтому все области ВЧЕР характеризуются одной и той же величиной нормальной плотности тока.

Нормальная плотность тока в сильноточном режиме горения ВЧЕР обычно существенно больше, чем в слаботочном, осуществляемом при тех же условиях. Так, в воздухе при давлении 10 мм рт. ст. нормальная плотность тока в сильноточном ВЧЕР, поддерживаемом на частоте 13,6 МГц между охлаждаемыми латунными электродами, приблизительно равна 90 мА/см^2 , а в слаботочном режиме - всего 5 мА/см^2 .

Из фотографий, приведенных на рис. 4.1, видно, что плазменный столб ВЧЕР как в слаботочном, так и в сильноточном режимах представляет собой довольно однородное образование. Причем в случае слаботочного разряда подобная однородность сохраняется при любых, даже очень больших, поперечных размерах этого столба. Иная ситуация возникает в сильноточном режиме. Опыт показывает [12], что положительный столб такого разряда сохраняет свою однородность при произвольном увеличении его диаметра d лишь в том случае, если длина этого столба L в продольном по току направлении не превышает некоторой критической величины $L_{кр}$, зависящей от рода газа и давления p , причем $L_{кр}$ является монотонно убывающей функцией p . Если же увеличением межэлектродного расстояния сделать длину столба сильноточного ВЧЕР большей, чем $L_{кр}$, то этот столб сохраняет свою однородность лишь при не слишком больших его диаметрах. При достижении этим диаметром некоторой критической величины $d_{кр}$ дальнейшее расширение столба прекращается, он теряет свою устойчивость, переходя в пространственно-неоднородное (контрагированное) состояние с узким ярко-светящимся шнуром, окруженным прозрачной оболочкой. Величина $d_{кр}$ зависит от рода газа, давления и длины столба, уменьшаясь с увеличением как p , так и L . При этом, если L не очень велика, контракция ВЧЕР наблюдается при существенно больших, чем в обычном тлеющем разряде, удельных энерговкладах. Подобное поведение сильноточного ВЧЕР связано с отмечавшейся выше особенностью рассматриваемого режима, когда в случае достаточно высоких частот, превышающих величину, равную обратному времени гибели заряженных частиц в приэлектродных областях, положительный столб отделяется от «мгновенного» анода зоной с проводимостью значительно большей проводимости этого столба, что приводит к существенному повышению его устойчивости по отношению к контрагированию [12].

Остановимся теперь на вопросе об областях существования рассматриваемых режимов горения ВЧЕР в зависимости от давления и межэлектродного расстояния L . Сильноточный разряд реализуется при тех же условиях, при которых удастся возбудить тлеющий РПТ. Слаботочный режим горения устойчиво существует только тогда, когда pL не превышает некоторой критической

величины $(pL)_{кр}$, зависящей в общем случае от рода газа и материала электродов. Так, для латунных электродов $(pL)_{кр} = 160; 50; 40$ мм рт. ст.·см в He, CO₂ и воздухе соответственно [12]. Верхние границы существования слаботочного режима, установленные экспериментально на частоте 13,6 МГц, показаны на рис. 4.3. Выше и правее кривой для данного газа разряд горит только в сильноточной форме. В молекулярных лазерных смесях CO₂+M₂+He при средних давлениях и размерах порядка нескольких сантиметров реализуется, как правило, сильноточная форма. Превращение слаботочного разряда в сильноточный обусловлено пробоем слоя пространственного заряда [12]. Одновременно на межэлектродное расстояние L имеется ограничение снизу. Величина L не должна быть меньше, чем удвоенная амплитуда колебаний электронов в плазменном столбе, т. е. $L > 2v_{др}/\omega$, где $v_{др}$ - скорость дрейфа электронов в плазме; ω - циклическая частота ВЧ поля, так как иначе слаботочный ВЧЕР вообще не удастся возбудить.

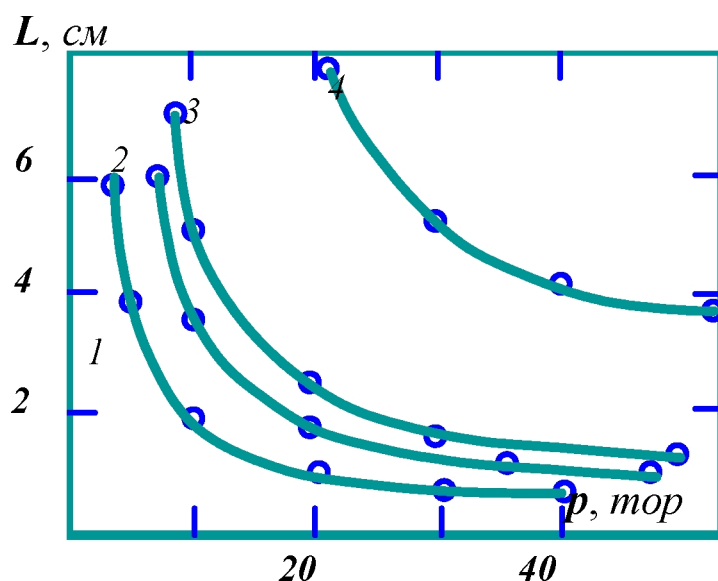


Рис. 4.3. Границы областей существования слаботочного разряда: 1 - азот, 2 - воздух, 3 - CO₂, 4 - гелий (Выше и правее кривой возможен только сильноточный режим.)

Ярко выраженные особенности двух форм горения ВЧЕ-разрядов определяются тем, является ли процесс размножения электронов в результате вторичной эмиссии с электрода самоподдерживающимся, удовлетворяется ли в слое условие воспроизводства заряженных частиц типа таунсендовского -

короче, «пробит» ли газ в слое. В сильноточном режиме - пробит, в слаботочном - нет. В первом случае самостоятельный ток проводимости в слое развивается до сравнительно большого значения, примерно такого же, как в нормальном тлеющем разряде. Во втором - ионный ток на электрод мал, будучи связанным в основном с тепловым движением (диффузией) ионов. Восполняются эти небольшие потери ионов скорее всего за счет ионизации атомов электронами в ту часть периода, когда электроны со стороны плазмы подступают к электроду, частично - в результате потока ионов из положительного столба.

Следует повторить это еще раз, ибо это - момент существенный. В сильноточном режиме, образно говоря, каждый электрон, эмитированный с электрода (или диэлектрика), и каждый ион, пропадающий там, воспроизводятся за счет лавинного размножения непосредственно в приэлектродном слое. В слаботочном режиме в балансе рождения и гибели зарядов участвует весь разряд, а размножение в слое через вторичную эмиссию не сбалансировано.

Весь экспериментальный материал свидетельствует о том, что в сильноточном разряде у обоих электродов формируются слои очень похожие на катодный слой нормального тлеющего разряда. Появляются характерные области отрицательного свечения и темного фарадеева пространства. Появляются характерные области отрицательного свечения и темного фарадеева пространства. В слаботочном же разряде никакого самостоятельного тока проводимости в слое не может быть, ибо толщина слоя на порядок больше слоев, сформированных у электродов, и столь велика, что напряжения для выполнения таунсендовского условия при фактическом pL . Толщина слоя L пропорциональна скорости дрейфа электронов в плазме, и определяется амплитудой смещения $A = \mu_e E_0 / \omega$.

Выше уже было сказано, что при достижении на электродах достаточно большого напряжения происходит резкая перестройка α -разряда, превращение его в сильноточную γ -форму. На ВАХ ему соответствует скачок или излом (рис. 4.4). ВАХ построена при давлении 20 Торр, частоте возбуждения $f = 13,6$

МГц. Излом говорит о “вторичном” зажигании разряда, перераспределяется свечение в промежутке, около каждого электрода появляются слои, похожие на слои тлеющего разряда. Постоянный потенциал пространства V_I в сильноточном режиме составляет $\sim 150 \dots 250$ В, толщина приэлектродного слоя пространственного заряда становится меньше на порядок.

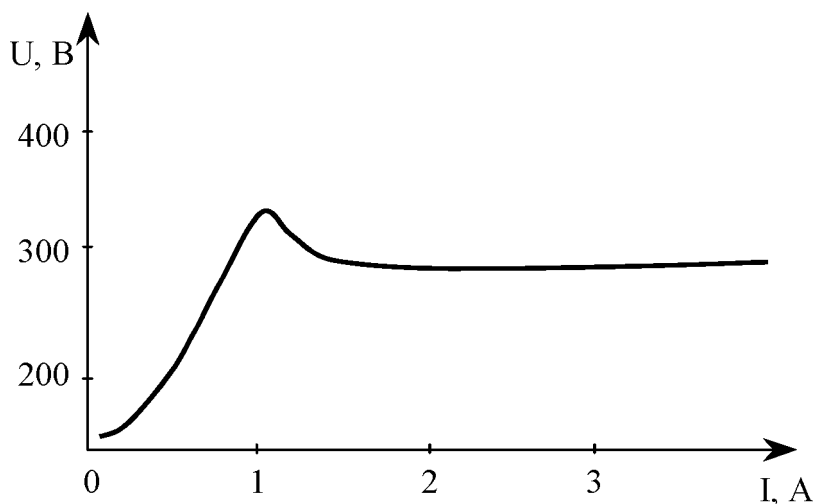


Рис. 4.4. ВАХ ВЧ-разряда ($f = 13,6$ МГц, $p = 20$ Торр)

В поперечном ВЧЕР в соответствии со спецификой его пространственной структуры даже в слаботочном режиме горения, когда выделение энергии непосредственно в приэлектродных слоях пространственного заряда невелико, максимумы энерговыделения в плазме смещены к охлаждаемым электродам, поэтому среди всех прочих одинаковых условиях теплообмен активной среды со стенками более эффективен. Величина E_{nl}/p , реализуемая в положительном столбе самостоятельного разряда, превышает E_{opt}/p , необходимые для эффективной накачки верхнего уровня молекулы CO_2 (E_{nl} — напряжённость электрического поля в положительном столбе, E_{opt} — оптимальное значение электрического поля для накачки активной среды). Близкие к оптимальным значениям E/p реализуются в самостоятельном тлеющем разряде только в тонком слое фарадея тёмного пространства, примыкающего к катодному слою. Этот факт можно использовать для накачки CO_2 -лазеров в поперечном разряде постоянного тока, когда электроды расположены настолько близко, что положительный столб, в котором $E_{nl} > E_{opt}$, не может сформироваться, т.к. по условию эксперимента $x < l_{\phi}$ (l_{ϕ} — длина фарадея пространства). Основным недостатком рас-

смотренной схемы заключается в её очень малом КПД, поскольку практически всё приложенное к электродам напряжение падает на катодном слое, в котором из-за малых n_e и больших величин E накачка активной среды не происходит, за исключением тонкого слоя вблизи тлеющего свечения со стороны катода. Аналогичная ситуация имеется и в сильноточном ВЧЕР. Однако благодаря существованию в определённых условиях слаботочного режима горения ВЧЕР, когда приэлектродные слои не пробиты и потери в них невелики, появляется возможность использовать для накачки рабочей среды лазера поперечный разряд с малым межэлектродным зазором, но высоким КПД. Именно в этом заключается основное преимущество ВЧЕР по сравнению с поперечным разрядом постоянного тока.

5. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

Благодаря своим преимуществам ВЧЕР в диапазоне частот (1...200) МГц широко используется для накачки газовых лазеров с различными рабочими средами. Сейчас за рубежом серийно выпускается свыше 250 типов CO₂-лазеров с ВЧ-накачкой в диапазоне мощностей от 3 Вт до 5 кВт [13]. В частности, их конструкция и технология изготовления проще, а надежность, ресурс работы, удельные характеристики существенно выше, чем у лазеров с накачкой постоянным током. Это позволяет уменьшить габариты и массу технологических CO₂-лазеров мощностью $\cong 1$ кВт настолько, что становится возможным размещение такого лазера на подвижном манипуляторе промышленного робота [11]. Известно большое количество различных конструкций газовых лазеров с ВЧ-возбуждением. Но в основе всего многообразия конструктивных решений лежит специфика пространственной структуры ВЧЕР, которая в большинстве случаев удачно совпадает с требованиями, предъявляемыми к активной среде лазера. Ниже приведены особенности газовых лазеров с ВЧ-возбуждением с позиций реальной пространственной структуры ВЧЕР. При этом большее внимание уделяется технологическим лазерам на CO₂.

5.1. CO₂-лазеры с высокочастотной накачкой и диффузионным охлаждением активной среды

Традиционной схемой CO₂-лазера с диффузионным охлаждением (CO₂-ЛДО) является водоохлаждаемая диэлектрическая трубка радиуса R, заполненная рабочей смесью газов CO₂:N₂:He, в атмосфере которых возбужда-

ется газовый разряд, а зеркала резонатора размещаются на торцах трубки [13]. Выделяемое в разряде тепло отводится за счет теплопроводности на стенки разрядной трубки, при этом уравнение теплового баланса имеет вид:

$$w(1 - \eta) \cong \lambda_2 \frac{(T_{\text{опт}} - T_{\text{ст}})}{L^2}, \quad (5.1)$$

здесь w - удельная электрическая мощность, подводимая к плазме; $\eta_{\text{ЭО}} = (0,05 \div 0,2)$ - электрооптический КПД; $\lambda_2 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см·град; $(T_{\text{опт}} - T_{\text{ст}}) = 200$ К - допустимый перепад температур между газом на оси разрядной трубки и ее стенкой; $L = R/2,4$ - характерная диффузионная длина.

Известно [14], что в типичных условиях работы CO_2 -ЛДО критическое значение удельной электрической мощности, при которой происходит шнурование разряда $w_{\text{кр}}$, значительно превосходит w , соответствующее оптимальному тепловому режиму согласно (5.1). То есть скорость охлаждения активной смеси является основным процессом, ограничивающим сверху величину удельной электрической мощности, вводимой в плазму, поэтому, если не принимать во внимание особенности пространственной структуры ВЧ-емкостного разряда и возможности существования качественно различных форм горения такого типа разряда [13, 15], то применение ВЧЕР для накачки CO_2 -ЛДО не только не обещало никаких преимуществ (за исключением возможности размещения электродов вне разрядной камеры), но и требовало для возбуждения ВЧЕР более сложных источников питания. Тем не менее, проводились экспериментальные работы, посвященные исследованию CO_2 -ЛДО в трубках с накачкой ВЧЕР, результаты которых свидетельствовали о серьезных достоинствах возбуждения рабочей среды CO_2 -ЛДО емкостным ВЧ-разрядом. Например, в [16] была получена мощность лазерного излучения на единицу длины активной среды, равная 45 Вт/м при $\eta = 22$ %. Смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ при полном давлении $p = 23$ Торр возбуждалась поперечным по отношению к оси трубки ВЧЕР на час-

тоте 13,6 МГц. Внутренний диаметр трубки составлял 19 мм. Наилучшие результаты получены при использовании электродной системы, показанной на рис.5.1, в. Авторы объясняют этот факт оптимальным согласованием ВЧ-генератора с электродной системой, изображенной на рис. 5.1в. Но причины этого явления глубже, т.к. для обеспечения работоспособности

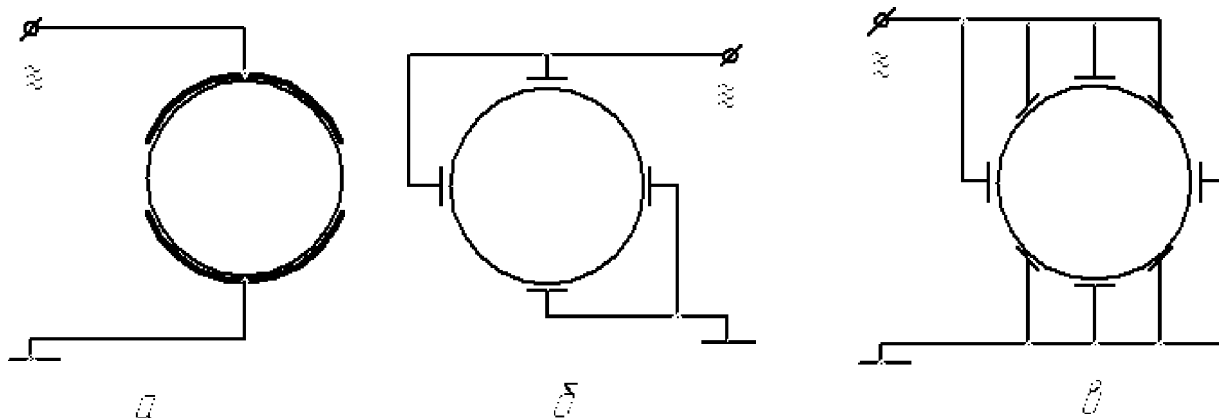


Рис. 5.1. Схемы организации накачки активной среды ВЧ-разрядом ($f = 13,6$ МГц, 23 Торр)

лазера необходимо не просто ввести в плазму разряда требуемую электрическую мощность на единицу длины активной среды, но и обеспечить оптимальные с точки зрения эффективности накачки радиальное распределение концентрации и температуры электронов $n_e(r)$ и $T_e(r)$ соответственно. При решении указанной задачи ВЧЕР, поперечный к оси трубки, обладает безусловным преимуществом [13, 17] по сравнению с продольными разрядами, особенно постоянного тока. Неочевидность сформулированного положения хорошо видна из сопоставления результатов работ [18] и [19]. В [18] утверждается, что поперечный ВЧ-разряд, образуемый при расположении электродов вдоль оси трубки, не пригоден для использования в качестве источника накачки волноводного лазера, тогда как в [19] и других источниках [12, 20], напротив, экспериментально показано, что для получения активной среды в CO_2 -ЛДО поперечный ВЧЕР является перспективным средством. Противоречия здесь нет, необходимо лишь использовать нужную форму ВЧЕР. Это показано в [20], где при одних и тех же

условиях - составе рабочей смеси газов, давлении, одинаковом охлаждении и вкладываемой в разряд мощности - в слаботочном ВЧЕР, возбуждаемом на частоте 81 МГц, имело место усиление, а в сильноточном разряде на частоте 13,6 МГц фиксировалось лишь ослабление зондирующего сигнала.

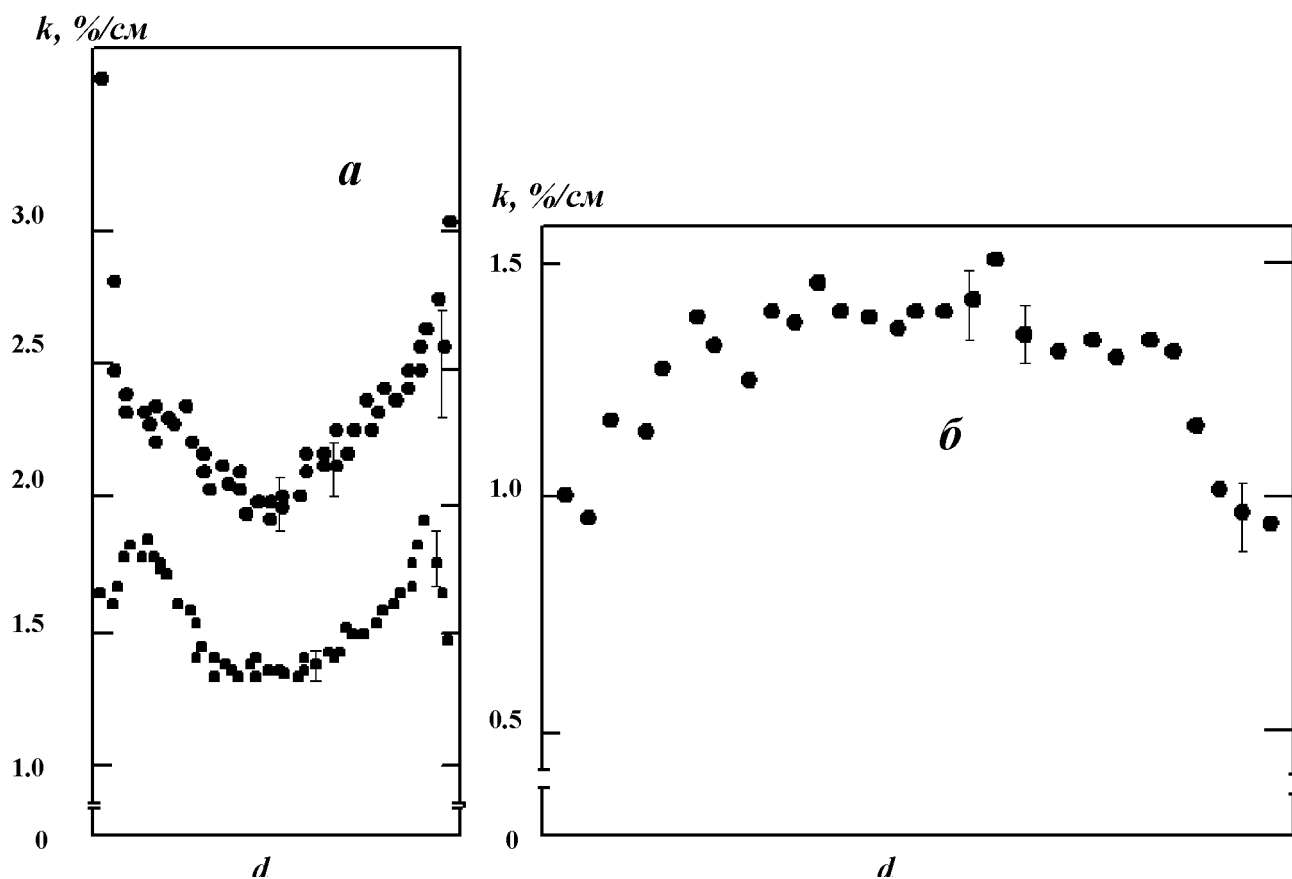


Рис. 5.2. Распределение ненасыщенного показателя усиления (а – $d = 5$ мм, б – $d = 5,8$ мм)

Яркой иллюстрацией роли пространственной структуры разряда в образовании инверсной среды CO_2 -лазера могут служить распределения ненасыщенного показателя усиления в направлении, перпендикулярном оптической оси резонатора, представленные на рис.5.2,а и 5.2,б [13]. Эксперименты выполнены с пространственным разрешением 100 мкм в активной среде CO_2 -лазера, возбуждаемой поперечным ВЧЕР на частоте 112 МГц (рис. 5.2,а), и в продольном разряде постоянного тока в трубке диаметром 5,8 мм при токе разряда 16 мА и мощности $\cong 15$ Вт (рис. 5.2,б). В обоих случаях использовалась одинаковая смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:5$ при

давлении $p = 34$ Торр. Размер разрядной зоны для ВЧ-разряда составлял $5 \times 5 \times 15$ мм.

Верхняя зависимость на рис. 5.2,а соответствует металлическим электродам, а нижняя - керамическому покрытию электродов. Видно, что профили усиления в обоих случаях ВЧЕР похожи, однако качественно отличаются от профиля усиления в продольном разряде постоянного тока (рис. 5.2,б).

Рассмотренные выше профили ненасыщенного показателя усиления частично можно объяснить тепловым режимом разряда [21] с учетом специфики пространственной структуры поперечного ВЧЕР [12, 20]. Согласно [21] максимальный перепад температур ΔT между плазменным столбом и охлаждаемой стенкой в продольном разряде выражается через полную мощность $W_{рас}$, рассеиваемую на единице длины плазменного столба, следующим образом:

$$\Delta T = \sqrt{T_w^2 + z(w_{нак} / A)} - T_w, \quad (5.2)$$

где z - множитель, зависящий от характера распределения источников тепла по радиусу трубки; A - учитывает зависимость коэффициента теплопроводности от температуры.

Если, следуя [22], представить, что источники тепла размещены, в отличие от продольного разряда в трубке, ближе к стенкам (например, внутри кольца $R_1 < r < R$), то выражение, аналогичное (5.2), можно записать в виде:

$$\Delta T = \sqrt{T_w^2 + (w_{нак} / 8\pi A)(R^2 - R_1^2) / R^2} - T_w. \quad (5.3)$$

Из (5.3) следует, что при заданном ΔT и указанном распределении источников тепла $W_{нак}$ может быть значительно увеличена.

В поперечном ВЧЕР в соответствии со спецификой его пространственной структуры [20, 13] даже в слаботочном режиме горения, когда выделение энергии непосредственно в приэлектродных слоях простран-

венного заряда (ПСПЗ) невелико, максимумы энерговыделения в плазме тем не менее смещены к охлаждаемым электродам [20]. Поэтому при прочих одинаковых условиях теплообмен активной среды со стенками более эффективен. По-видимому, это и является одной из причин получения больших мощностей когерентного излучения с единицы длины CO_2 -ЛДО, возбуждаемого поперечным ВЧЕР, по сравнению с ЛДО, возбуждаемыми постоянным током. Например, в волноводном CO_2 -лазере с накачкой ВЧ-емкостным поперечным разрядом получена мощность излучения с единицы длины активной среды, равная 0,83 Вт/см, тогда как при возбуждении такого лазера разрядом постоянного тока выходная мощность с единицы длины не превышала 0,41 Вт/см [13].

Различие в величине усиления в разряде с металлическими и керамическими стенками (см. рис. 5.2) в [13] связывается с тем, что коэффициент теплопроводности у меди в 13 раз больше, чем у Al_2O_3 , и отсюда делается вывод, что температура газовой смеси вблизи медных стенок существенно ниже, а усиление - выше. Полностью согласиться с таким заключением нельзя, т.к. помимо охлаждения рабочей среды лазера необходимо еще создать условия для оптимальной накачки, которые, как известно [14], не совпадают с условиями стационарного поддержания плазмы положительного столба в самостоятельном разряде. К примеру величина $E_{\text{пл}}/p$, реализуемая в положительном столбе самостоятельного разряда, превышает $E_{\text{онм}}/p$, необходимое для эффективной накачки верхнего лазерного уровня молекулы CO_2 (здесь $E_{\text{пл}}$ и $E_{\text{онм}}$ - напряженность электрического поля в положительном столбе и оптимальное значение поля для накачки активной среды соответственно). Близкие к оптимальным значения E/p реализуются в самостоятельном тлеющем разряде только в тонком слое фарадеева темного пространства, примыкающего к катодному слою. Этот факт можно использовать для накачки CO_2 -лазеров в поперечном разряде постоянного тока, когда электроды расположены настолько близко, что положительный столб, в котором $E_{\text{пл}} > E_{\text{онм}}$, не может сформироваться, т.к. по условию эксперимента $L < l_{\text{ф}}$ ($l_{\text{ф}}$ - длина фа-

радеева темного пространства), основной недостаток рассмотренной схемы заключается в ее очень малом КПД, поскольку практически все приложенное к электродам напряжение падает на катодном слое, в котором из-за малых n_e и больших величин E накачка активной среды не происходит, за исключением, быть может, тонкого слоя вблизи тлеющего свечения со стороны катода. Аналогичная ситуация имеет место и в сильноточном ВЧЕР [20]. Однако благодаря существованию в определенных условиях слабotoчного режима горения ВЧЕР [13], когда приэлектродные слои не пробиты и потери в них невелики, появляется возможность использовать для накачки рабочей среды лазера поперечный разряд с малым межэлектродным зазором, но высоким КПД. Именно в этом и заключается основное преимущество ВЧЕР по сравнению с поперечным разрядом постоянного тока.

Первое и наиболее часто цитируемое достоинство газового лазера с поперечным ВЧ-возбуждением заключается в резком снижении (в 10 ÷ 100 раз) питающего разряд напряжения. Но эта положительная черта не является следствием применения ВЧЕР, а возникает благодаря малой величине межэлектродного зазора L . Очевидно, что и в разрядах постоянного тока при малых L напряжение на электродах будет невелико. Специфика ВЧ-возбуждения заключается в том, что в условиях поперечного возбуждения разряда, то есть при небольших напряжениях на электродах, малый зазор можно заполнить активной средой CO_2 -лазера с высоким КПД [20].

Второе преимущество связано с возможностью управления параметрами плазмы, особенно примыкающей непосредственно к приэлектродным слоям. В частности, путем изменения частоты приложенного напряжения V можно изменять концентрацию электронов n_e в плазме слабotoчного разряда при прочих одинаковых условиях. Это следует из зависимости минимальной (нормальной) плотности разрядного тока слабotoчного ВЧЕР от частоты, т.е. $n_e = F(f)$. Подробнее этот вопрос обсуждается в [10]. Предельное значение плотности разрядного тока в слабotoчном

ВЧЕР $j_{кр}$, а значит и максимальную величину электронной концентрации в плазме n_e можно определить из условия пробоя емкостных приэлектродных слоев пространственного заряда (ПСПЗ) с учетом вторично-эмиссионных процессов на электродах:

$$j_{кр} = e(n_e)_{кр} \mu_e E_{пл} = 2\pi f \varepsilon \varepsilon_o (E_{сл})_{кр}, \quad (5.4)$$

где e , μ_e - заряд и подвижность электронов в плазме; $(E_{сл})_{кр} \approx U_{сл}/d_{сл}$ - напряженность электрического поля в ПСПЗ, при котором происходит его пробой [22]; $d_{сл}$ - эффективная толщина ПСПЗ; ε - относительная диэлектрическая проницаемость слоев.

Из (5.4) следует связь в плазме слаботочного ВЧЕР с частотой:

$$(n_e)_{кр} \cong \frac{2\pi f \varepsilon \varepsilon_o (E_{сл})_{кр}}{e \mu_e E_{пл}}, \quad (5.5)$$

Выражение (5.5) справедливо и при $E_{сл} < (E_{сл})_{кр}$, поскольку зависимость (5.4) представляет собой уравнение непрерывности разрядного тока в том случае, когда в ПСПЗ можно пренебречь активной составляющей тока, а в плазме - емкостной, что справедливо для слаботочного ВЧЕР [22].

Таким образом, в слаботочном ВЧ-разряде существует возможность управления величиной n_e путем изменения частоты f , а при $f = \text{const}$ допустимо варьирование n_e в пределах $(n_e)_н < n_e < (n_e)_{кр}$, где $(n_e)_н$ - минимальное значение n_e , определяемое эффектом нормальной плотности тока в слаботочном ВЧЕР [10].

Значительно сложнее выявить возможность управления параметром $E_{пл}/p$, от которого зависит, как уже упоминалось, эффективность накачки рабочей среды газового лазера. В однородном электрическом поле величина $E_{пл}/p$ определяется локальным ионизационным балансом, обеспечивающим стационарное поддержание плазмы [1]. В поперечном ВЧЕР при малых L электрическое поле вдоль направления тока сильно неоднородно, о чем свидетельствуют зондовые и оптические измерения, т.е. имеет ме-

сто слоевая структура разряда вдоль направления тока [10, 13, 20]. Важным фактором, влияющим на структуру разряда, является существование высокого постоянного потенциала плазмы V_o ВЧЕР относительно электродов, локализованного в ПСПЗ [2]. Дрейфовый ионный поток на электроды в этом случае значительно превышает диффузионный, в слоях появляются вторичные электроны, эмитируемые поверхностью электродов. Эти электроны ускоряются в поле ПСПЗ и обеспечивают дополнительную ионизацию в плазме. Поэтому неучет отмеченных эффектов, и особенно нелокальности функции ионизации, может качественно исказить конечный результат. Необходимо также помнить, что увеличение ВЧ-напряжения на электродах $V_{ВЧ}$ приводит прежде всего к росту напряжения $V_{СЛ}$ на ПСПЗ, причем слои при определенном значении $V_{ВЧ}$ пробиваются [13], и в межэлектродном промежутке возникают протяженные вдоль тока области с пониженными электрическими полями [13,20]. Однако опыт показывает, что и в слаботочном режиме горения при изменении ВЧ-напряжения в диапазоне $V_{МИН} < V_{ВЧ} < V_{ПР}$ обнаруживаются немонотонности в распределениях постоянного потенциала $V_o(x)$, интегрального светового потока $I_o(x)$ и др., характер которых зависит от $V_{ВЧ}$ и частоты приложенного напряжения. В качестве примера рассмотрим слаботочный ВЧ-разряд на частоте 81 МГц, стационарно горящий в лазерной смеси на CO_2 с большой концентрацией He при суммарном давлении $p = 30$ Торр. В этом случае наблюдаемая на опыте толщина емкостных слоев слаботочного ВЧЕР равна $\approx 0,1$ мм, а оптимальная для пробоя толщина газового промежутка, заполненного гелием при $p \approx 30$ Торр алюминиевых электродах составляет $\approx 0,4$ мм [1], т.к. $(pd_{онм}) = 13,2$ мм·Торр. Таким образом, пробой ПСПЗ с участием вторично-эмиссионных процессов будет происходить на левой ветви кривой Пашена, т.е. при больших напряжениях на приэлектродных слоях. Учитывая малую толщину ПСПЗ и высокие постоянные напряжения на них, можно ожидать появление быстрых вторичных электронов, ускоряющихся в поле ПСПЗ, которые могут пони-

зять $E_{пл}/p$ в прилегающих к ПСПЗ участкам плазмы, как это наблюдается во ВЧЕР при малом давлении гелия [13].

Итак, согласно (5.5) для получения приемлемой с точки зрения возбуждения рабочей среды CO_2 -лазера, концентрации электронов в плазменном столбе слаботочного ВЧЕР частота f должна быть выбрана достаточно высокой. Обычно при накачке CO_2 -лазера с диффузионным охлаждением ВЧ-разрядом частоту f выбирают в диапазоне 30...200 МГц [13, 19, 20, 23] (в [23] представлены экспериментальные результаты по возбуждению рабочей среды волноводных CO_2 -лазеров в зависимости от f в диапазоне частот 50...250 МГц). Получено, как это и следовало ожидать в соответствии с представлениями об особенностях структуры слаботочного ВЧЕР, что наиболее приемлемые частоты возбуждения находятся в интервале 80...150 МГц. В этих случаях в активную среду CO_2 -лазера можно вложить удельную электрическую мощность $\approx 100 \text{ Вт/см}^3$ и выше при межэлектродных зазорах 1,5÷3 мм [13]. Немаловажное значение, требующее перехода к высоким частотам возбуждения имеет и тот факт, что толщина ПСПЗ $d_{сл}(f)$ с увеличением частоты уменьшается в соответствии с зависимостью [22]:

$$d_{сл} = v_{др} / 2\pi f, \quad (5.6)$$

где $v_{др}$ - скорость дрейфа электронов в плазменном столбе, граничащим с ПСПЗ. Экспериментальные результаты, подтверждающие этот факт, приведены в [20].

Таким образом, основанием для перехода к высоким частотам возбуждения CO_2 -лазеров с диффузионным охлаждением являются следующие две особенности слаботочного режима горения ВЧЕР:

1. Концентрация заряженных частиц увеличивается с ростом f (см. (5.5)) и достигает необходимых значений при частотах $f > 50$ МГц.
2. Толщина приэлектродных слоев пространственного заряда $d_{сл}$, подчиняющаяся зависимости (5.6), в диапазоне частот свыше $f > 50$ МГц составляет доли мм, что позволяет заполнять плазмой малые межэлектродные зазоры $d \cong 1,5\div 3$ мм. Например, для типичных зна-

чений $v_{dp} \cong 10^7$ см/с и частоты $f = 100$ МГц величина $d_{сл} \cong 0,16$ мм, т.е. при $d = 2,5$ мм большая часть межэлектродного зазора заполняется плазмой ВЧЕР, которая является активной средой CO₂-лазера. Возбудить такой лазер на частоте 10 МГц в слаботочном режиме ВЧЕР невозможно, т.к. толщина слоя $d_{сл}$ в этом случае равна 1,6 мм, т.е. $d < 2d_{сл}$. Кроме того, если даже выбрать $d > d_{сл}$, то в разряде на указанной частоте, согласно (5.5), концентрация электронов будет мала для эффективной накачки рабочей среды лазера.

Тем не менее, в работе [13], как уже отмечалось выше, в CO₂-лазере с диффузионным охлаждением на сравнительно низкой частоте $f = 13,6$ МГц были получены экспериментальные результаты (мощность излучения на единицу длины активной среды $\cong 45$ Вт/см при $\eta = 22$ %), которые на первый взгляд противоречат вышеизложенному. Но не надо забывать, что обсуждаемые и описываемые соотношениями [13, 22] характерные черты ВЧЕР относятся только к слаботочной его форме.

Если в слаботочном ВЧЕР увеличить плотность тока j настолько, что $j > j_{кр}$, то, как показано в главе 4 и работах [13, 22], произойдет пробой ПСПЗ с участием вторично-эмиссионных электронов, и ВЧЕР перейдет в сильноточный режим горения с качественно другой пространственной структурой [20]. Характерными особенностями последней является:

- независимость $d_{сл}$ от f , причем $pd_{сл} = \text{const}$, которая определяется составом газа;
- большие по сравнению со слаботочной формой потери энергии в ПСПЗ;
- появление вблизи ПСПЗ областей с высокими электронными концентрациями n_{em} , превышающими n_e в плазменном столбе и меньшими, чем в положительном столбе, значениями напряженности электрического поля E .

Важно отметить, что переход в сильноточный режим горения ВЧ-разряда происходит и при покрытии электродов диэлектриком [22]. При-

чем оказалось, что диэлектрическое покрытие определенной толщины позволяет реализовать режимы горения ВЧЕР с параметрами плазмы, промежуточными между слабо- и сильноточными его формами [13], что значительно расширяет возможности управления характеристиками плазмы ВЧЕР как источника активной среды для газовых лазеров [20].

Поэтому полученные в [13] результаты могут быть объяснены удачно выбранной конструкцией электродной системы. В такой геометрии электродов переход в сильноточный режим и формирование сильноточных ПСПЗ происходят только непосредственно под узкими электродами вдоль всей длины трубки (там, где поле больше), а плазма заполняет оставшийся объем полости. По существу в данном случае, в отличие от изображенного на рис. 5.1,а, имеет место "секционирование" внутренней поверхности трубки, что и обеспечивает полученный авторами эффект накачки рабочей среды CO₂-ЛДО с высокими КПД и энерговыделением при сравнительно малых частотах ВЧ-поля.

5.2. Щелевые и многоканальные CO₂- лазеры с высокочастотным возбуждением

Ранее отмечалось, что мощность излучения одноканального CO₂-лазера на единицу длины активной среды определяется при диффузионном охлаждении скоростью отвода тепла, выделяемого в активной среде, на стенки разрядной камеры и не может быть больше, чем:

$$w_l \cong 5,6 \cdot \pi \cdot \lambda_2 \eta (T_{\text{онм}} - T_w) . \quad (5.7)$$

Выходная мощность такого лазера равна $W_{\text{изл}} = w_l L_a$, где L_a -длина активной среды. Типичные значения w_l составляют для CO₂-ЛДО с накачкой постоянным током $\cong (30 \dots 40)$ Вт/м. Поэтому для получения мощности излучения, скажем 900 Вт, длина активной среды должна быть 30 м. Для уменьшения габаритов мощного лазера активную среду создают в более коротких трубках (длиной порядка нескольких метров), которые затем с помощью поворотных зеркал объединяют в общий резонатор. Недостат-

ком такого решения является малая компактность, сложность конструкции, нестабильность работы и значительные потери на поворотных зеркалах. Другое решение предложено в 1972 г в патентах Франции [24]. Внутри общего резонатора, образованного двумя плоскими зеркалами, размещают требуемое количество разрядных трубок, в которых возбуждается активная среда. На таком принципе можно проектировать мощные CO_2 -лазеры с диффузионным охлаждением, которые получили название многоканальных [14]. Единственным преимуществом многоканальных CO_2 -лазеров, основу конструкции которых составляют диэлектрические трубки, по сравнению с последовательными схемами является упрощение резонатора за счет исключения поворотных зеркал. Но при этом ухудшается качество излучения, т.к. из каждой трубки выходит независимый луч, оптически не связанный с соседним. Поэтому излучение такого лазера некогерентно, а диапазон его применений невелик. Кроме того, конструкция многоканального лазера, возбуждаемого продольным разрядом, громоздка, сложна и нетехнологична из-за наличия большого количества хрупких диэлектрических трубок, к каждой из которых через отдельный балластный элемент необходимо подвести высокое напряжение. В лазере ИГЛАН-3 число таких трубок равно 37, а длина каждого канала превышает 3,6 м [25, 26]. Поскольку охлаждение у такого лазера общее, то разрушение одной из трубок ведет к попаданию охлаждающей лазер жидкости (трансформаторного масла) в полость резонатора и выводит лазер из строя.

Альтернативой многоканальным CO_2 -лазерам с диффузионным охлаждением могут служить щелевые системы, т.е. конструкции, у которых один из размеров резонаторной полости невелик, а два других выбираются из условия получения требуемой мощности лазерного излучения [4, 13, 14]. В этом случае малый размер разрядной полости обеспечивает необходимую скорость теплоотвода в режиме диффузионного охлаждения согласно формуле (5.1), т.е. определяет допустимую величину вкладываемой в разряд удельной электрической мощности, при которой температура ра-

бочей смеси не превышает T_{opt} , тогда как два других размера позволяют увеличить объем активной среды до заданной величины.

Хотя в основе проектирования щелевых лазеров с диффузионным охлаждением лежат простые принципы, но реализация их оказывается достаточно сложной. Для этого надо решить, по крайней мере, две проблемы:

- 1) обеспечить заполнение щелевого зазора активной средой, т.е. плазмой разряда с необходимыми характеристиками;
- 2) разработать эффективно действующий резонатор, который обеспечил бы съём энергии, запасенной активной среде сложного профиля, с малыми потерями и высоким качеством излучения.

Обе задачи непростые. Опыт показал, что заполнить щелевой зазор плазмой, параметры которой удовлетворяли бы условиям накачки активной среды, трудно. Если для этой цели использовать разряд в постоянном электрическом поле, то при пропускании тока вдоль одного из больших размеров полости плазма шнуруется. Если ток пропускать вдоль малого размера разрядной камеры, то КПД такого устройства будет незначительным, поскольку большая часть подводимой к разряду мощности будет рассеиваться в катодном слое. Поэтому существование в природе слабосточной формы ВЧЕР, плазма которого может заполнять небольшие зазоры при малых потерях мощности в ПСПЗ [22], делает такой тип разряда весьма перспективным для накачки рабочей среды в щелевых CO_2 -лазерах [4, 12, 13]. Следует отметить, что еще в 1969 г. была предложена конструкция CO_2 -лазера [13], в которой активная среда возбуждалась в коаксиальном зазоре между двумя охлаждаемыми цилиндрами с диаметрами 28,5 и 46,5 мм. Мощность излучения на единицу длины активной среды достигала 210 Вт/м. Однако возбудить активную среду в лазере такой конструкции удалось только в комбинированных полях: поперечном к оси резонатора ВЧ-поле, которое обеспечивало заполнение плазмой коаксиальной полости, и постоянном электрическом поле вдоль оптической оси. Возбудить однородную по сечению кольцевого зазора активную среду только в

продольном постоянном поле не удалось. В работе [27] была сделана удачная попытка заполнить коаксиальный зазор плазмой продольного разряда постоянного тока, стабилизированного знакопеременным магнитным полем. Предложено также использовать для накачки щелевого лазера на CO_2 поперечный разряд постоянного тока с секционированной электродной системой, стабилизированный магнитным полем [13]. Там же сообщается о получении мощности генерации 560 Вт с щелевого объема размером $860 \times 125 \times 8$ мм, т.е. мощности излучения $w_S \cong 6 \text{ кВт/м}^2$ с единицы охлаждаемой площади электрода. Будущее покажет, насколько перспективны системы щелевого типа со стабилизацией плазмы разряда магнитным полем. Пока же предпочтительней использовать слаботочную форму ВЧЕР для создания активной среды в щелевых зазорах из-за простоты ее реализации именно при малых L [12, 13, 20, 4] и больших $w_S > 12 \text{ кВт/м}^2$ [20].

Показанные на рис. 5.3 и рис. 5.4 [13] конструкции CO_2 -ЛДО с ВЧ-накачкой являются наиболее распространенными в настоящее время для

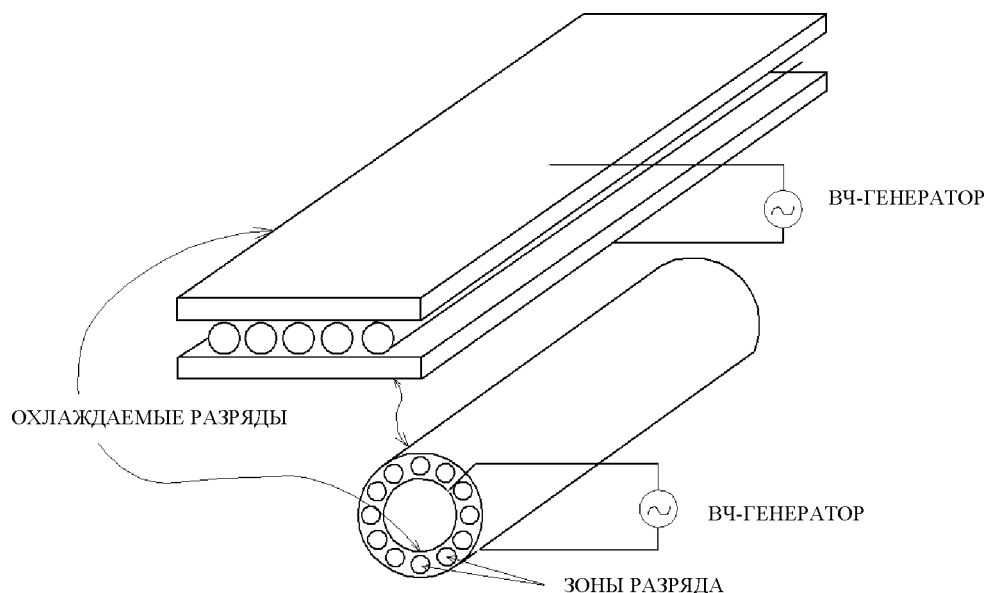


Рис. 5.3. Возможные конструкции щелевых CO_2 -ЛДО с ВЧ-возбуждением активной среды

получения мощности лазерного излучения до 1 кВт и выше. Например, в CO_2 -лазере (рис. 5.4) с продольным размером активной среды, равным

всего 26 см, и внешним диаметром 4,5 см [2] получена мощность генерации, равная 65 Вт с $\eta = 9\%$, что не является пределом.

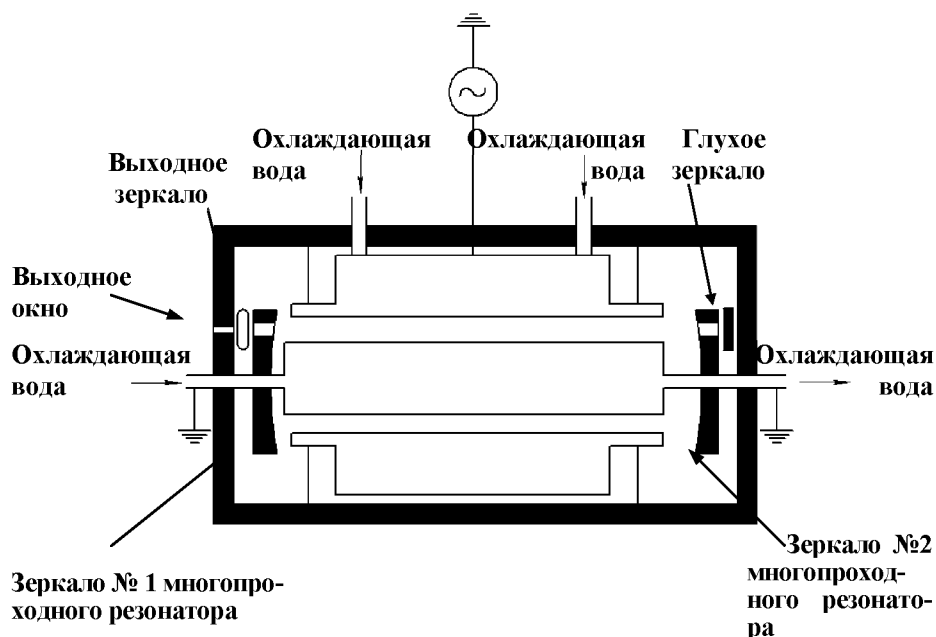


Рис. 5.4. Оптическая и принципиальная схемы щелевого CO_2 -ЛДО с ВЧ-возбуждением активной среды

CO_2 -лазеры серии DC (рис. 5.5), разработанные компанией «ROFIN-SINAR Laser GmbH» являются ярким примером реализации на практике конструктивных схем, представленных на рис. 5.3, 5.4. Максимальная мощность излучения, которую можно получить в данных лазерах, находится в диапазоне от 1 кВт до 6 кВт (при полном КПД около 7%). ВЧ-возбуждение активной среды реализуется двумя электродами (5 и 9) с внутренним охлаждением (рис. 5.6). Режим охлаждения активной среды – диффузионный при температуре охлаждения $20\text{ }^\circ\text{C}$.

Существует широкий спектр возможных конструктивных решений щелевых и многоканальных CO_2 -лазеров с ВЧ-возбуждением рабочей среды. На рис. 5.7 [13] показаны варианты многоканальных CO_2 -лазеров с диффузионным охлаждением, которые качественно отличаются от упомянутых выше многотрубчатых CO_2 -ЛДО [24, 25] тем, что излучение, выходящее из различных каналов, оптически связано, т.е. в этих работах делается попытка решить вторую проблему - резонаторную. При этом, как показано в [10], профилированные вставки, которые на рис. 5.7 выполнены

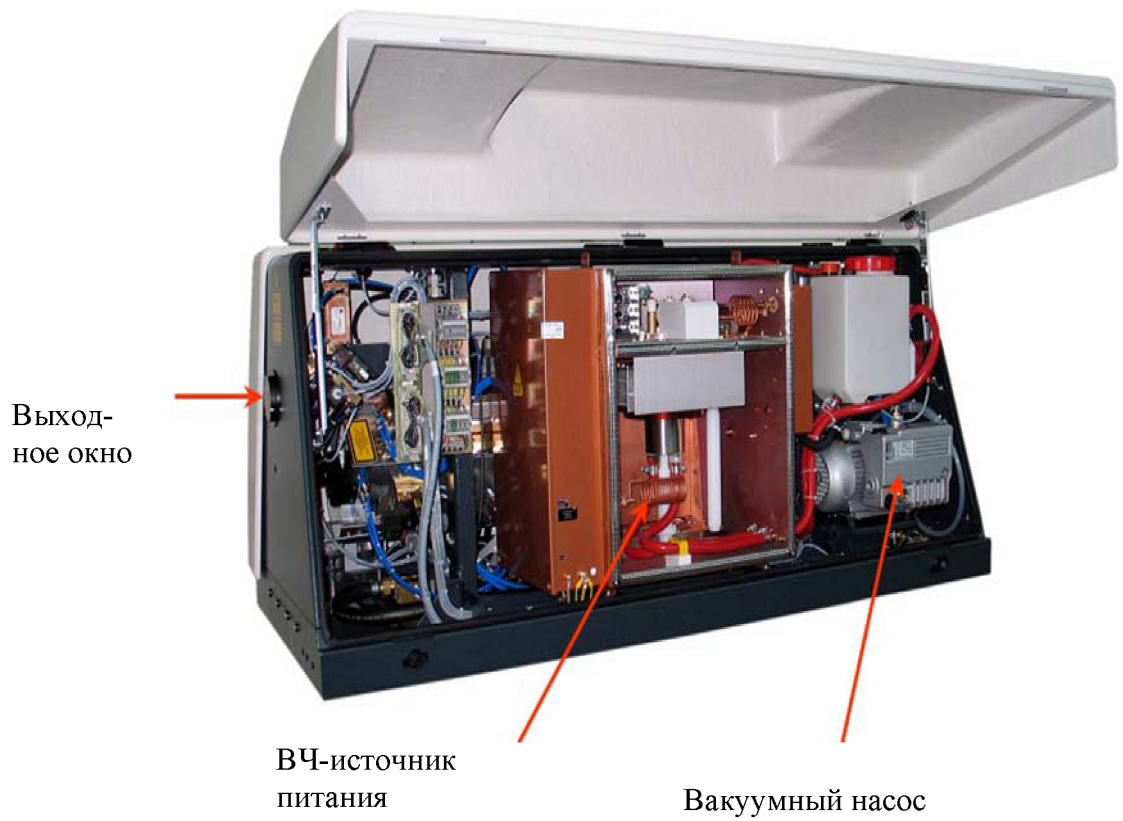


Рис. 5.5. Внешний вид CO₂-лазера серии DC

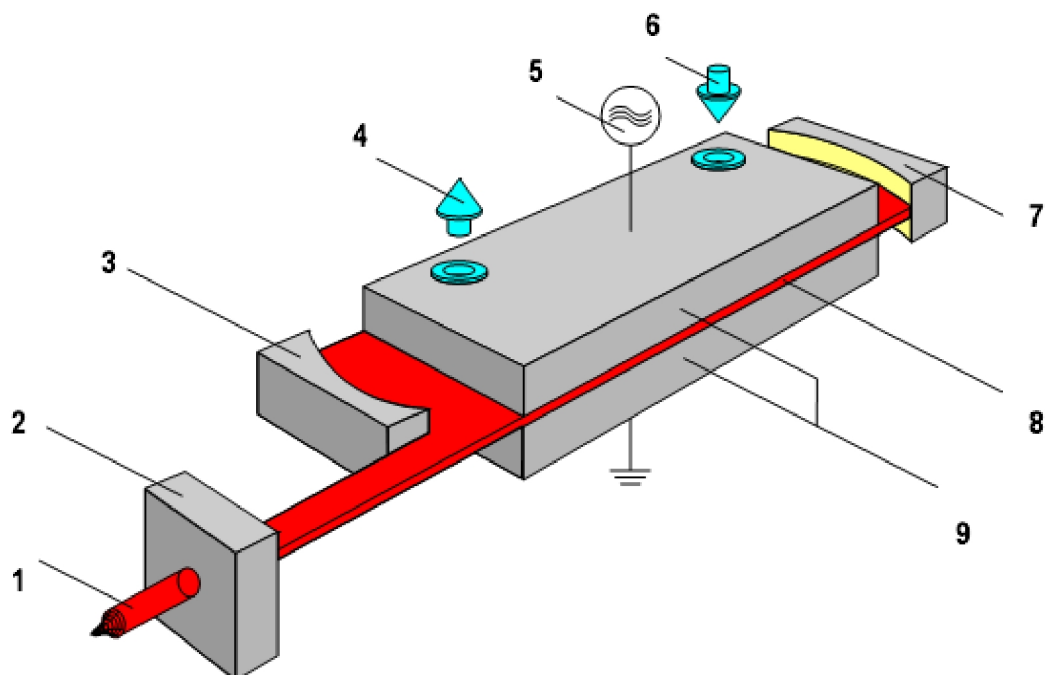


Рис. 5.6. Схема возбуждения активной среды:

1 - лазерное излучение; 2 - выходное окно; 3 - полупрозрачное зеркало; 4 - выходной штуцер для вывода хладагента; 5 - ВЧ-источник питания; 6 - входной штуцер для ввода хладагента в рубашку охлаждения; 7 - глухое зеркало; 8 - активная среда; 9 - электроды

из диэлектрика, могут быть изготовлены из металла путем, например, профилирования электродов, разряд при этом горит устойчиво, т.к. слаботочная форма ВЧЕР нечувствительна в определенном диапазоне электрических полей к геометрическому усилению поля вблизи поверхности электродов [20, 13]. Для уменьшения поляризационных потерь поверхность металла необходимо покрывать неметаллом. Но эта операция технологически намного проще, чем получение сложных профилей в керамике.

Другим примером мощных щелевых CO_2 -лазеров являются изделия производственной компании "Coherent" (США), которая недавно выпустила на рынок серию излучателей мощностью 75, 150 и 225 Вт (рис. 5.8). Данные лазеры отличаются хорошей, близкой к дифракционному пределу расходимостью излучения, компактностью и высокой надежностью [28].

В Научно-исследовательском институте лазерной физики (НИИ ЛФ) в 1993 - 1995 гг. разработан щелевой CO_2 -лазер с ВЧ-накачкой с мощностью излучения 200 Вт и расходимостью излучения 2,5 мрад по уровню 0,8 полной мощности, что близко к дифракционному пределу. Лазер может работать в непрерывном и импульсно-периодическом режимах, при этом импульсная мощность превышает среднюю в 2 - 3 раза. Использование таких лазеров для обработки диэлектрических материалов дает возможность получить хорошие технологические параметры (скорость и качество обработки, экологические параметры и т.д.). При увеличении мощности щелевого лазера до 1 кВт в непрерывном режиме и/или при реализации импульсно-периодического режима с импульсной мощностью 3 - 10 кВт спектр решаемых технологических задач существенно расширяется. В будущем на практике это может привести к вытеснению технологических CO_2 -лазеров с быстрой прокачкой газовой смеси, которые существенно уступают щелевым лазерам по компактности и экономичности. Это, в свою очередь, может привести к расширению использования лазеров в промышленности.

Следует отметить ряд причин физического и конструктивного характера, по которым наращивание мощности излучения целесообразно не путем простого увеличения площади электродов, а путем создания многощелевых конструк-

ций. При этом сохраняется компактность устройства, появляется реальная возможность выхода щелевых CO_2 -лазеров на многокиловаттный уровень.

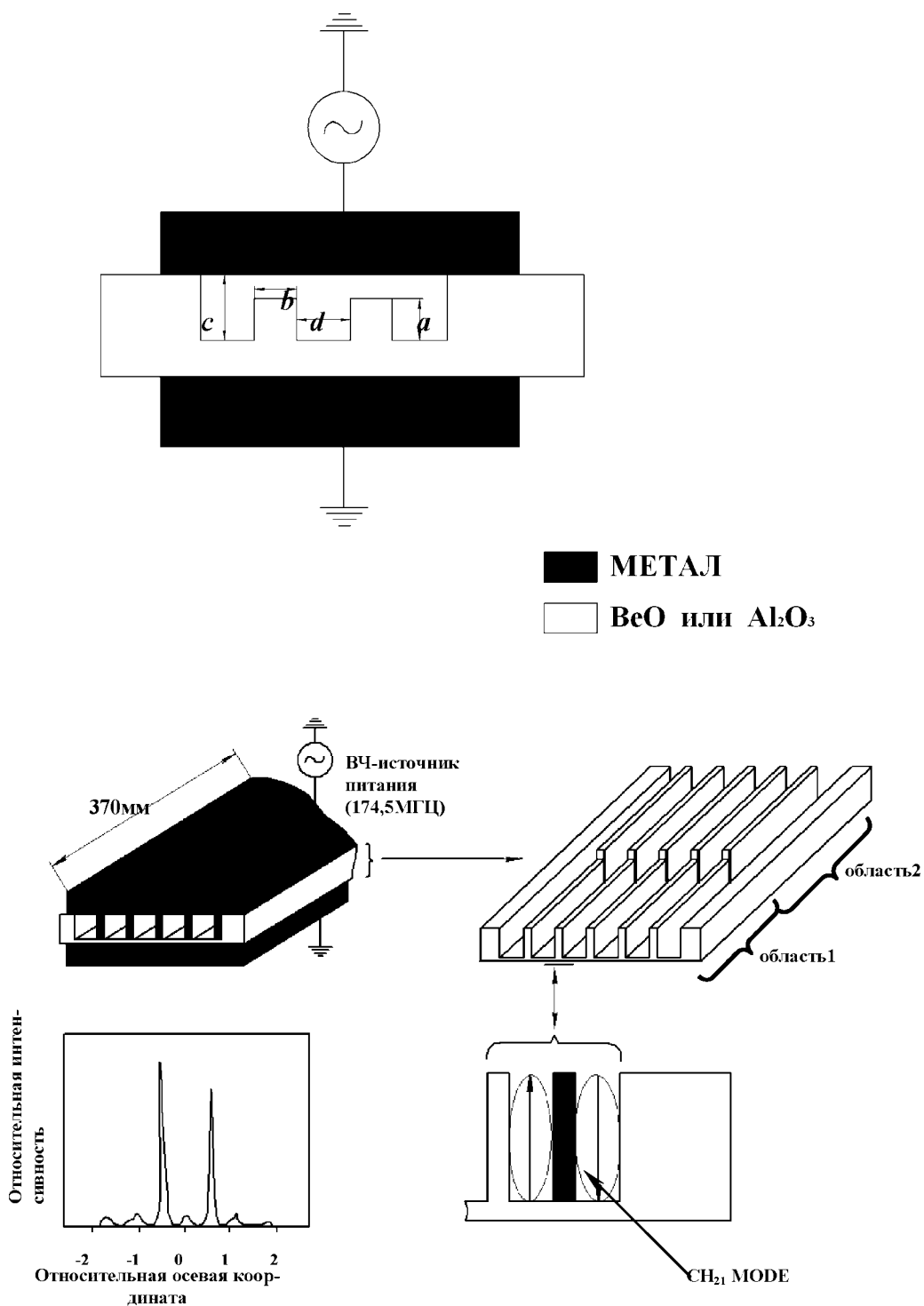


Рис. 5.7. Варианты многоканальных CO_2 -лазеров с диффузионным охлаждением

С другой стороны, для многощелевых конфигураций лазера необходимо решить задачу суммирования излучений от отдельных щелевых зазоров. При этом, по-видимому, возможен такой выбор оптической схемы, чтобы происхо-

дло фазирование отдельных пучков, что приведет к значительному повышению яркости в суммарном луче. В работе канадских авторов [29] используется осесимметричная многощелевая конфигурация электродов и получен обнадеживающий результат в лазере мощностью 200 Вт.

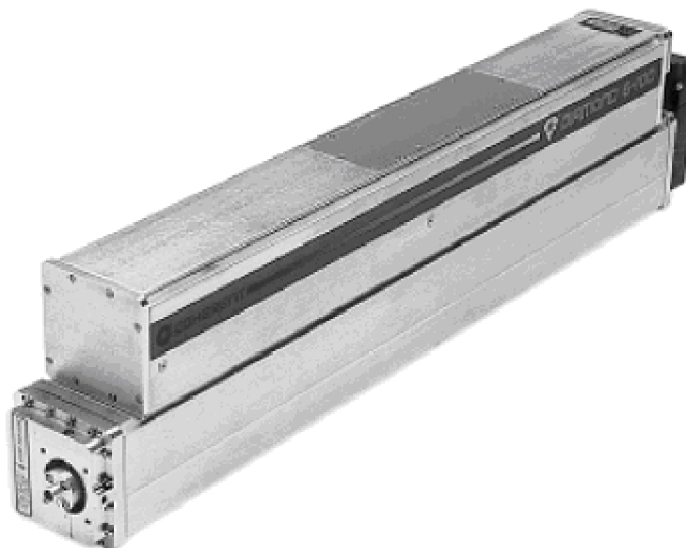


Рис. 5.8. Щелевой CO_2 -лазер G-150 фирмы "Coherent" (США) (мощность излучения 150Вт)

В работе итальянских исследователей [30] рассматривается возможность фазирования излучений от трех щелевых разрядных промежутков, расположенных параллельно друг другу. Однако в данной работе не удалось получить фазирования излучения. Имеются и другие работы, в которых проводятся подобные исследования как для щелевых лазеров, так и для набора обычных волноводных лазеров, результаты которых опубликованы в [31, 32].

На рис. 5.9 представлен внешний вид конструкции CO_2 -лазера, возбуждаемого ВЧ-разрядом. Данный тип лазеров имеет название Series L48 и выпускается компанией «Synrad» [33]. Выходная мощность от 10...50 Вт. Конструктивно лазер состоит из разрядной трубки, в которой возбуждается плазма ВЧ-разрядом, и перенастраиваемых (перемещаемых) зеркал, установленных на каждом конце трубки. Данные элементы размещаются вместе в алюминиевом кожухе. Разрядная трубка выполнена из прессованной алюминиевой трубы (поперечное сечение которого представляет собой квадрат, сторона которого состав-

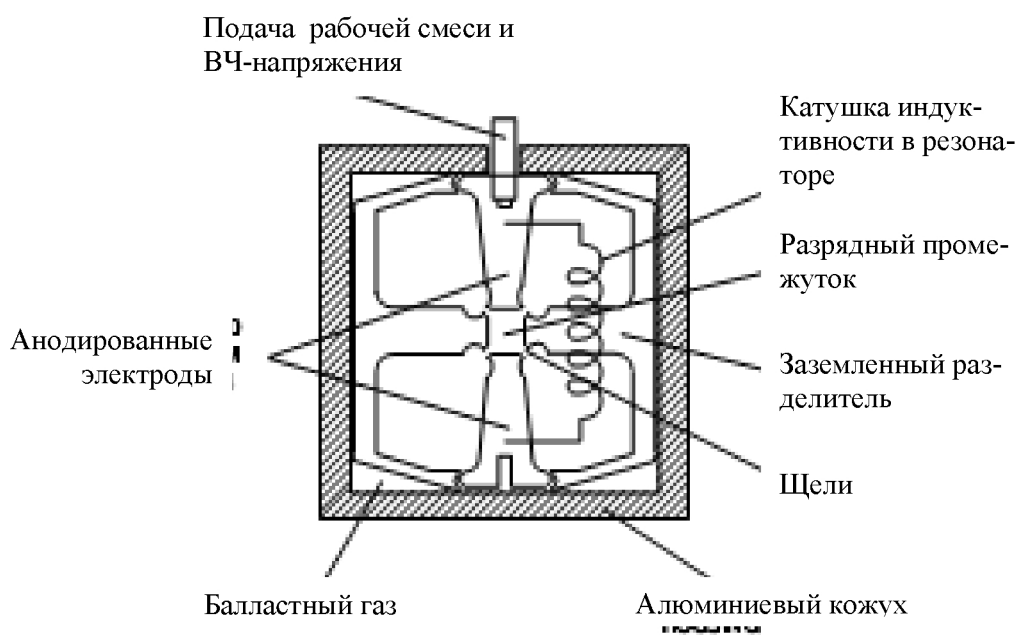


Рис. 5.9. Поперечное сечение разрядной трубки CO₂-лазера Series L48

ляет величину 5 см). На рисунке представлена схема расположения электродов внутри газоразрядной трубки. Зажигание ВЧ-разряда осуществляется между нижним электродом и разрядной трубкой. Благодаря внутренней катушке индуктивности фаза верхнего электрода на 180° отличается от фазы нижнего. Таким образом, напряжение между двумя ВЧ-электродами примерно в 2 раза выше, чем напряжение на отдельном, что приводит к образованию плазмы в пространстве, имеющем в поперечном сечении квадрат со стороной 4,8 мм. Две боковые стенки ограничивают плазму, но переносят незначительный ток. ВЧ-электроды анодированы для того, чтобы гарантировать равномерный вклад энергии в объем, в котором формируется плазма. Избыточное тепло отводится через четыре металлические стороны разрядного промежутка к внешней стенке плазменной трубки, где оно переходит через внешний кожух в окружающее пространство. В отличие от волноводного лазера, который имеет только выходное окно, лазер Series L48 имеет 4 щели (небольшие пазы), протянутые продольно вдоль длины всего разрядного промежутка. Эти щели обеспечивают электрическую изоляцию между двумя парами ортогональных электродов, а также эффективны для диффузионного охлаждения рабочей смеси лазера.

В работе [34] создан и исследован планарный волноводный CO₂-лазер с полностью металлической электродно-волноводной структурой (без боковых диэлектрических стенок), возбуждаемый ВЧ-разрядом на частоте 40 МГц с диффузионным охлаждением. Его схема представлена на рис. 5.10. Электродно-волноводная структура образована охлаждаемыми проточной водой алюминиевыми электродами, рабочие поверхности которых отполированы с высоким качеством и имеют размер 40 × 400 мм. Поперечное сечение разряда представляет собой прямоугольник со сторонами $L = 3$ мм (межэлектродное расстояние) и $2a = 40$ мм.

Электродно-волноводная конструкция помещается в кварцевую трубу (длина 580 мм, внутренний диаметр 110 мм) с торцевыми металлическими фланцами, герметично установленными на резиновых прокладках. Юстировочные узлы зеркал оптического резонатора жестко связаны с фланцами кварцевой трубы и стабилизированы четырьмя инваровыми стержнями.

Подвод ВЧ-мощности осуществляется от одного края электродов через устройство согласования импедансов разрядной нагрузки и ВЧ-генератора, имеющего активное внутреннее сопротивление 50 Ом и максимальную выходную мощность 600 Вт на частоте 40 МГц. Устройство согласования Г-типа образовано двумя индуктивностями, подстройкой которых обеспечивался эффективный вклад ВЧ-мощности в плазму разряда и приемлемый уровень согласования. Отраженная мощность составляла менее 5 % выходной мощности ВЧ-генератора накачки в диапазонах изменений вкладываемой мощности 50...600 Вт и давления 50...110 Торр рабочей смеси состава CO₂:N₂:He:Xe = 1:1:3:0,25. На другом крае электродов была установлена корректирующая индуктивность для продольного выравнивания ВЧ-поля (неоднородность напряжения вдоль электродов (ось z) составляла менее 10 %) [34].

При исследовании лазера использовались гибридные волноводно-неустойчивые асимметричные конфокальные резонаторы с односторонним выводом излучения. Резонаторы неустойчивы вдоль щели (ось x) между электродами и устойчивы поперек щели (ось y) для волноводной моды. Преимущества неустойчивого резонатора позволяют обеспечить хорошие пространственно-

частотные характеристики лазера с большим усилением и большим объемом активной среды и дают возможность работать на одной низшей гибридной моде, которая заполняет весь объем резонатора. К важным преимуществам неустойчивого резонатора, как известно, относится также возможность применения только отражательной оптики как для создания резонатора, так и для вывода излучения.

Схемы резонаторов, которые использовались в лазере, приведены на рис. 5.11. Резонаторы образованы сферическими медными зеркалами с коэффициентами отражения 99 % для излучения с $\lambda = 10,6$ мкм, которое выводилось из лазера через просветленное окно из ZnSe.

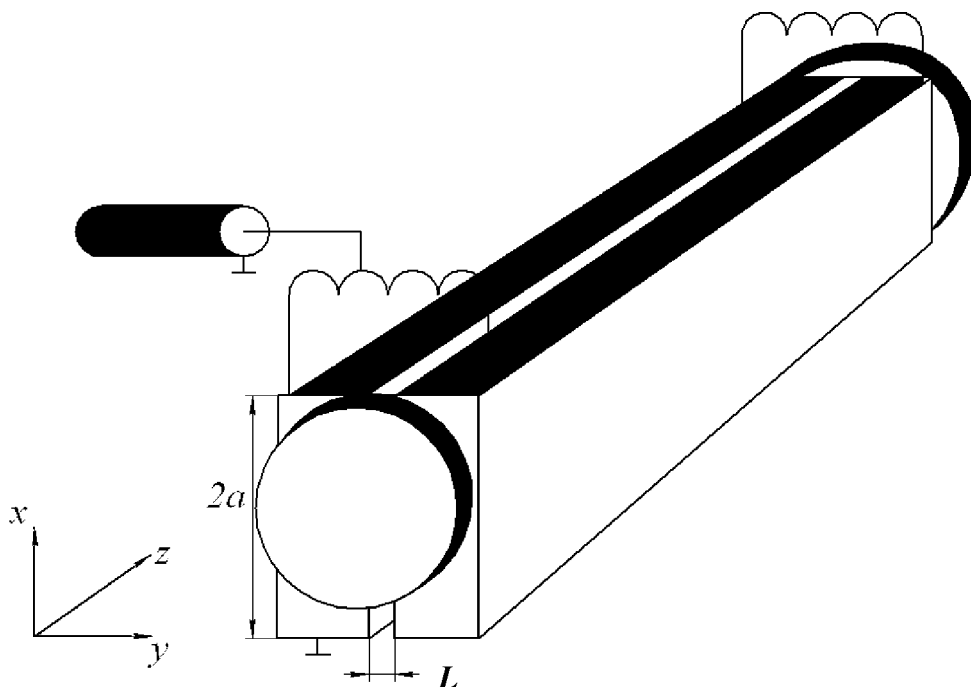


Рис.5.10. Схема планарного CO₂-лазера

Резонатор первого типа, соответствующий положительной ветви диаграммы устойчивости в «широком» поперечном направлении разрядного канала (ось x), состоит из вогнутого и выпуклого зеркал с радиусами кривизны $R_1 = 5970$ мм и $R_2 = -5152$ мм соответственно. Расстояние между зеркалами $L_3 = (R_1 + R_2)/2 \sim 409$ мм, коэффициент геометрического увеличения $M_{yc} = -R_1/R_2$ за ось резонатора проходит вдоль продольного бокового края планарной структуры с противоположной стороны от выходного отверстия связи размером (вдоль оси

х) $a_o = 2a(1 - 1/M) \approx 5,5$ мм. Такое отверстие соответствует коэффициенту пропускания выходного зеркала резонатора $a_o/(2a) = 0,137$ (13,7 %).

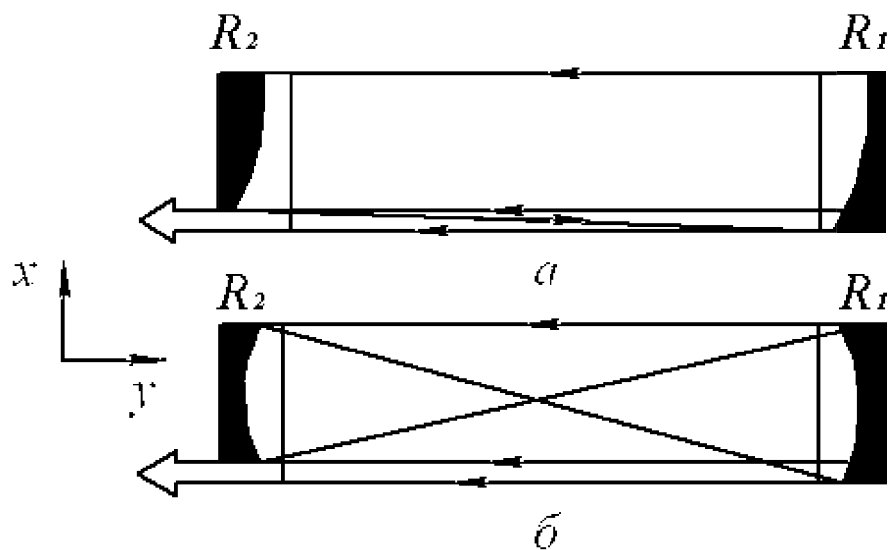


Рис.5.11. Схемы используемых в планарном CO₂-лазере конфокальных гибридных волноводно-неустойчивых резонаторов: а - первого типа; б - второго типа

Резонатор второго типа, соответствующий отрицательной ветви диаграммы устойчивости, образован вогнутыми зеркалами с радиусами кривизны $R_1 = 435,5$ мм и $R_2 = 371,5$ мм. Расстояние между зеркалами $L = 403,5$ мм, коэффициент геометрического увеличения $M = -1,17$. Оптическая ось резонатора смещена на расстояние $a(1 + M_{yc})/(1 - M_{yc}) \approx 1,5$ мм от середины широкой стороны планарной структуры в противоположную сторону от выходного отверстия связи размером $a_o = 2a(1 + 1/M_{yc}) \approx 5,8$ мм, что соответствует коэффициенту пропускания выходного зеркала резонатора 14,7 %.

Несомненным достоинством конструкции является отсутствие в разрядном канале диэлектрических боковых стенок, что обеспечивает более однородное распределение ВЧ-напряжения вдоль электродов разрядной структуры и, как следствие, большую продольную однородность плазмы разряда по сравнению со случаем, когда в разрядном канале имеются диэлектрические боковые стенки (из-за эффекта передающей линии). Отсутствие боковых стенок и вертикальное расположение разряда благоприятно также для стабилизации плазмохимического состава рабочей смеси газов вследствие большего диффузион-

ного обмена и наличия конвекционной смены рабочей смеси газов в открытом разрядном канале газом из балластного объема лазера.

Межэлектродный зазор $2b = 3$ мм был выбран из условия обеспечения хорошего охлаждения рабочего газа и низких волноводных потерь, а также исходя из эмпирической зависимости частоты поля накачки (40 МГц в данном случае) от межэлектродного расстояния, полученной из условий достижения оптимальных условия лазерной генерации в диапазоне давлений газа 50...120 Торр [34].

На рис. 5.12 показано семейство кривых, иллюстрирующих зависимость среднеквадратичного значения напряжения V на электродах от вкладываемой в разряд ВЧ-мощности W при различных фиксированных значениях давления p рабочей смеси газов. Эти зависимости позволяют, хотя и косвенно, оценить приведенную напряженность электрического поля E/N в плазме разряда, характеризующую эффективность преобразования вкладываемой мощности в когерентное излучение.

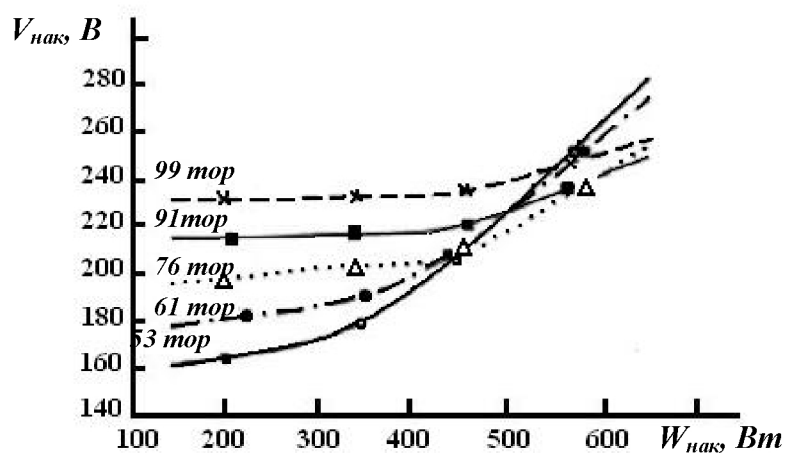


Рис. 5.12. Зависимости напряжения V на электродах от вкладываемой в разряд ВЧ мощности W при различных давлениях рабочей смеси состава $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe} = 1:1:3:0.25$, межэлектродном расстоянии 3 мм на частоте ВЧ-поля 40 МГц

На рис. 5.13 представлена плотность вкладываемой мощности W/S (где S - площадь рабочей поверхности электродов, занимаемой разрядом) в зависимости от давления рабочего газа для случая горения ВЧ-разряда в режиме нормальной плотности тока. Величины W/S измерялись в момент полного заполнения разрядом площади электродов и для ВЧ-разряда в режиме нормальной

плотности тока при давлении рабочего газа $p = 50 \dots 110$ Торр оказались равными $1 \dots 4$ Вт/см². Эти данные важны для масштабирования генерационных характеристик мощных планарных СО₂-лазеров.

На рис. 5.14 приведена зависимость мощности генерации $W_{изл}$ планарного СО₂-лазера от давления p рабочей смеси газов для оптического резонатора первого типа. Зависимость получена при фиксированной вкладываемой в разряд ВЧ-мощности $W_{нак} = 600$ Вт.

Динамические возможности планарного лазера иллюстрирует рис. 5.15, где показаны зависимости $W_{изл}$ от вкладываемой мощности $W_{нак}$ для случая, когда давление p рабочего газа выбрано оптимальным с точки зрения получения максимальной мощности генерации. Результаты исследований показывают, что выходная мощность почти одинакова для оптических резонаторов обоих типов и что лазер не выходит на режим насыщения. Более того, модуляция $W_{нак}$ (с коэффициентом модуляции до 100 % и частотой 50 Гц) при сохранении средней вкладываемой мощности, что эквивалентно увеличению импульсной мощности в два раза, также привела к двукратному росту импульсной лазерной мощности при сохранении средней выходной мощности на уровне 50 Вт.

В условиях эксперимента максимально возможная вкладываемая в разряд ВЧ-мощность $W_{нак}$ составила 600 Вт. Выполненные в работе исследования выходных энергетических и пространственных характеристик излучения планарного СО₂-лазера, а также параметров плазмы ВЧ-разряда позволили установить ряд особенностей, которые, по-видимому, являются типичными для планарных лазеров независимо от конструктивного решения электродно-волноводной системы, схемы оптического резонатора и параметров ВЧ-накачки.

В работе [34] максимальный удельный энерговклад в плазму разряда не превышал 12,5 Вт/см². Проведенные подобные исследования волноводного лазера [35] в условиях, близких к данному эксперименту, показали, что и при энергокладе 55 Вт/см³ сохраняется линейный рост выходной мощности. Все это указывает на реальность достижения с помощью описываемой модели планарного лазера мощности $W_{изл} = 250$ Вт. На рис. 5.16 представлена зависимость выходной мощности лазера с резонатором второго типа от разъюстировки глухого

зеркала вдоль неустойчивой координаты. Там же приведен результат численного расчета, хорошо соответствующий экспериментальным данным.

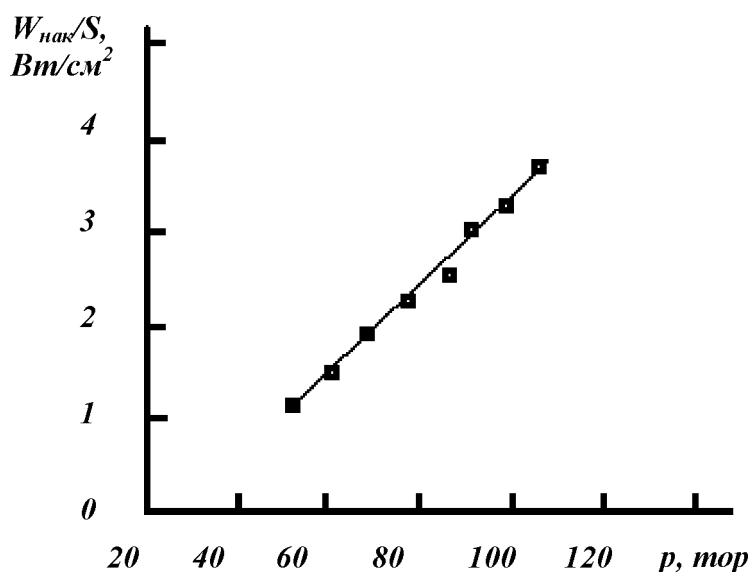


Рис. 5.13. Зависимость плотности вкладываемой мощности $W_{\text{нак}}/S$ от давления p рабочей смеси состава $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe} = 1:1:3:0,25$ для ВЧ-разряда в режиме нормальной плотности тока при частоте 40 МГц

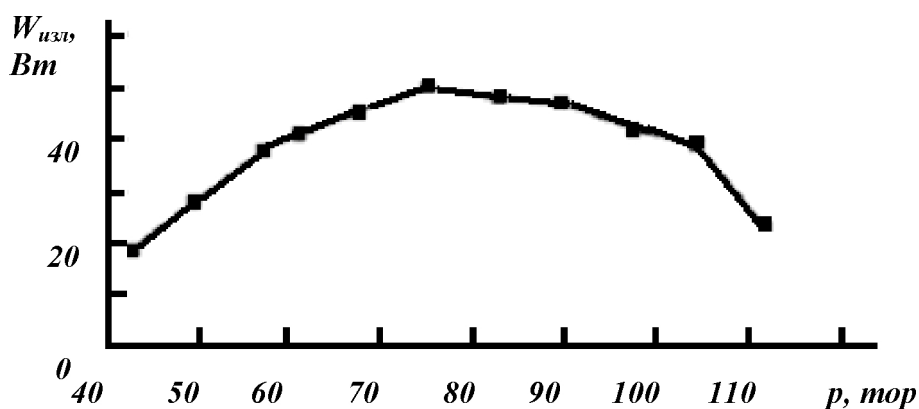


Рис. 5.14. Зависимость выходной мощности лазера $W_{\text{изл}}$ от давления p смеси состава $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe} = 1:1:3:0,25$ при $W_{\text{нак}} = 600$ Вт и частоте ВЧ-поля 40 МГц для оптического резонатора первого типа

На рис. 5.17 приведены размеры лазерного пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях (поперек и вдоль разрядной щели) в зависимости от расстояния z до выходного зеркала для оптического резонатора первого типа. Размер пучка определялся по уровню 10% от максимальной интенсивности. Расходимость излучения вдоль волноводного и неустойчивого направле-

ний в этом резонаторе составила 7,5 и 4 мрад соответственно, что хорошо согласуется с оценкой дифракционной расходимости для апертуры выходного отверстия $3 \times 5,5$ мм.

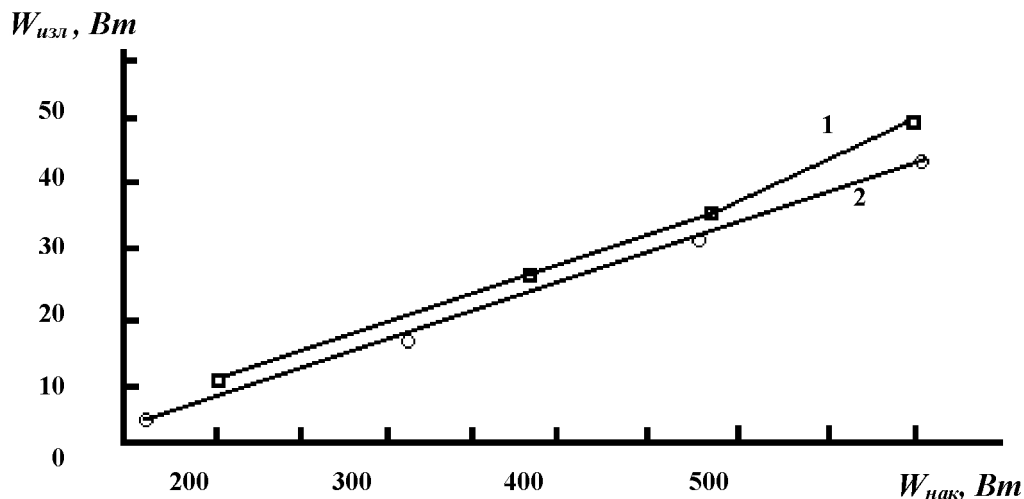


Рис. 5.15. Зависимости выходной мощности лазера $W_{изл}$, от вкладываемой ВЧ-мощности $W_{вкл}$ для оптических резонаторов первого (1) и второго (2) типов при давлении $p = 76$ Тор рабочей смеси состава $CO_2:N_2:He:Xe = 1:1:3:0.25$ и частоте ВЧ-поля 40 МГц

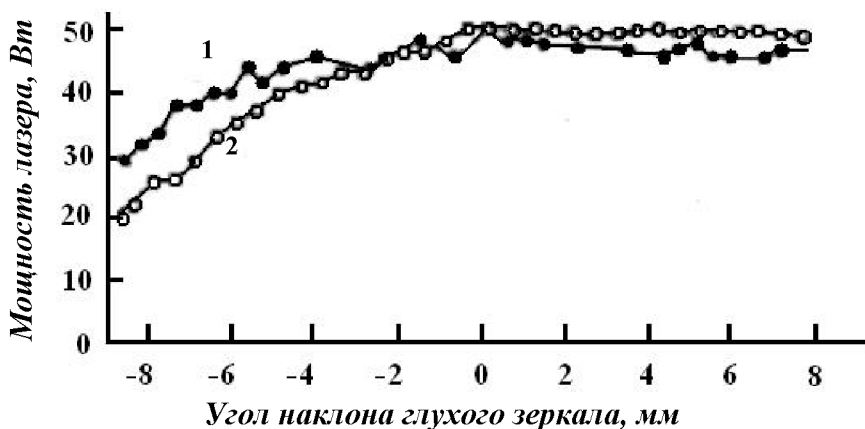


Рис. 5.16. Экспериментальная (1) и рассчитанная численно (2) зависимости выходной мощности лазера от разъюстировки глухого зеркала вдоль неустойчивой координаты для резонатора второго типа

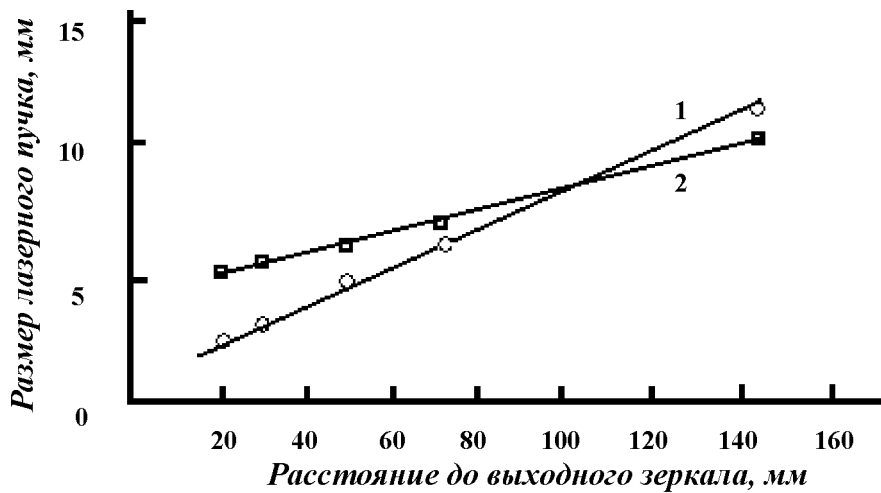


Рис. 5.17. Размер лазерного пучка в устойчивом (1) и неустойчивом (2) направлениях в зависимости от расстояния до выходного зеркала для оптического резонатора первого типа при угле θ , в котором концентрируется более 90 % энергии пучка, равном 7,5 (1) и 4 мрад (2)

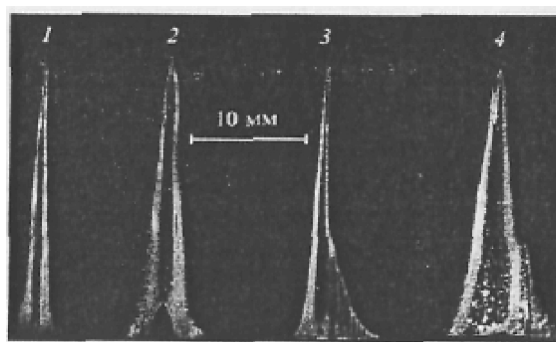


Рис. 5.18. Экспериментальные профили интенсивности выходного лазерного пучка вдоль неустойчивой координаты, полученное в образце из оргстекла для оптических резонаторов второго (1, 2) и первого (3, 4) типов на расстояниях до выходного зеркала $z = 20$ (1, 3) и 70 см (2, 4)

На рис. 5.18 даны экспериментальные распределения интенсивности лазерного излучения вдоль неустойчивой координаты на расстояниях 20 и 70 см до выходного зеркала резонатора, полученные в результате выжигания отверстия лазерным пучком в образце из оргстекла.

Результаты работы [34] могут быть в дальнейшем использованы при разработке и создании CO_2 -лазеров с выходной мощностью ~ 1 кВт, работающих как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме с длительностью лазерных импульсов 10...100 мкс при частотах повторения до 5 кГц и пиковой мощностью ~ 10 кВт.

Авторами работы [35] разработана конструкция лазера, отличающаяся высокой надежностью (рис. 5.19). В табл. 5.1 представлены некоторые его технические характеристики. Все соединения металл-металл, керамика-металл осуществляются пайкой и сваркой. Лазер содержит стабилизатор газового состава, обеспечивающий эффективную регенерацию CO в CO₂, в результате чего концентрация CO₂ в процессе длительной работы лазера поддерживается постоянной. Ввод ВЧ-энергии осуществляется в средней части электродов через устройство согласования импеданса разряда с выходным сопротивлением генератора (50 Ом). Для улучшения однородности ВЧ-напряжения вдоль канала к концам электродов параллельно разрядному промежутку подключены катушки индуктивности, которые приближают разность потенциалов между электродами на концах разрядного канала к ее значению в точке ввода энергии. Частота возбуждающего поля составляет 81,36 МГц, мощность ВЧ-поля, вкладываемая в разрядный канал, $W_{\text{нак}} = 350$ Вт.

Достигнутая линейная мощность излучения (с единицы длины разрядного промежутка) составляет 1,3 Вт/см, что в 2 - 3 раза выше, чем в промышленных CO₂-лазерах с квадратным каналом [35]. При этом удельная ВЧ-мощность, вкладываемая в разрядный канал и составляющая в нашем случае 20 Вт/см³, почти в 7 раз меньше оптимального значения (134 Вт/см³ [35]), что свидетельствует о больших энергетических возможностях конструкции.

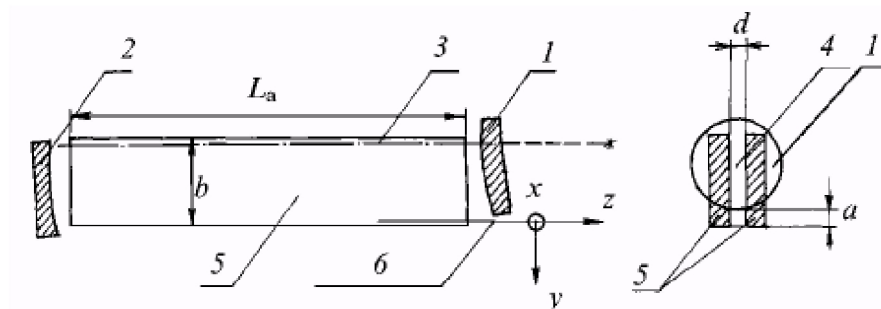


Рис. 5.19. Схема оптического резонатора и разрядной структуры лазера: 1,2 - выпуклое и вогнутое зеркала резонатора; 3 - ось резонатора; 4 - разрядная область; 5 - электроды; 6 - выход излучения

Технические характеристики CO₂-лазера [35]

Параметр	Значение
Мощность излучения (Вт)	30
Длина волны излучения (мкм)	9 - 11
КПД (%)	8,5
Расходимость излучения на уровне 0.1 от максимальной мощности излучения (мрад)	4,8
Диаметр пучка на расстоянии 0.5 м (мм)	4,0
Относительная нестабильность мощности излучения за t = 1 ч (%)	не более 10
Распределение интенсивности в сечении пучка излучения	TEM ₀₀

Для определения перспективности использования данной конструкции при создании приборов с улучшенными характеристиками была оценена мощность излучения при увеличении мощности, вкладываемой в разрядный канал. Одновременно была рассмотрена возможность получения пучка с минимальным астигматизмом. Для расчета выходной мощности использовалось выражение, полученное из условия стационарности генерации:

$$W_{изл} = 0.8db \frac{t}{2} I_o \left(\frac{2L_a k_o}{\alpha + t} - 1 \right), \quad (5.8)$$

где L_a - длина активной среды; k_o , I_o - ненасыщенный коэффициент усиления и интенсивность насыщения (определялись по методике [10]); α , t - вредные и полезные потери, равные $2(1 - r_o) + 2L_a\beta - a/b$ и a/b соответственно; β - волноводные потери, равные в данном случае 10^{-3} см^{-1} ; r_o - коэффициент отражения зеркала. Ввиду малости расстояний от зеркал до торцов электродов потери на согласование поля малы и при расчете ими пренебрегалось. Коэффициент 0,8, определяющий объем активной среды, участвующей в генерации, обусловлен отличием реального распределения интенсивности внутрирезонаторного излучения от плоской волны.

Распределение интенсивности выходного излучения в плоскости выходного окна при одномодовой генерации определяется выражением

$$J(x, y) = \frac{2W}{da} \cos^2 \frac{\pi x}{d}. \quad (5.9)$$

В дальней зоне на расстоянии z от выходного окна распределение интенсивности пучка, обусловленное дифракцией на краях зеркал, имеет вид

$$J(x, y) = J_o \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \exp \left(-2.44 \frac{dx}{\lambda z} \right), \quad (5.10)$$

где J_o ~ интенсивность излучения на оси пучка;

$$u = -\frac{\pi a}{\lambda} \varphi \left(1 + \frac{\lambda}{2a} \varphi \right), \quad \varphi = \frac{2y}{2z + L_c}, \quad R_1 + R_2 = L_c, \quad (5.11)$$

где L_c - длина резонатора.

Анализ этого выражения позволяет получить условие минимального астigmatизма выходного пучка в виде

$$d = \frac{1.944a}{N} \left(\sqrt{1 + \frac{1.476}{N}} - \sqrt{1 - \frac{1.476}{N}} \right)^{-1}, \quad (5.12)$$

где $N = a^2/AL_c$ - эквивалентное число Френеля.

Из геометрических соображений следует условие отсутствия вредных геометрооптических потерь в виде:

$$\frac{a}{b} = \frac{2L_c}{2L_c - R_1}. \quad (5.13)$$

Отметим, что в созданной конструкции это условие не учитывалось, что привело к дополнительным вредным потерям (~ 1,8 %). Минимизация геометрооптических потерь позволяет повысить мощность излучения на 13 % без изменения вкладываемой мощности.

В табл. 5.2 приведены исходные данные и результаты расчета мощности для трех вариантов прибора, различающихся конфигурациями разрядных каналов

и вкладываемыми мощностями. Один из вариантов (Прибор 1) уже создан и работает, создание двух других запланировано на будущее. В них предполагается учесть условия минимального астигматизма выходного пучка (3) и отсутствия геометрооптических потерь (4).

Из табл. 5.2 видно близкое соответствие расчетного и измеренного значений выходной мощности для созданного лазера, что свидетельствует о правильности принятых при расчете предположений.

Таблица 5.2

Сводка результатов расчета мощности излучения [35]

Номер прибора	Габариты активной среды (мм)	Мощность накачки (Вт)	Расчетная мощность генерации (Вт)	Измеренная мощность генерации (Вт)
1	230×30×2,5	350	32	30
2	230×30×2,5	500	60	-
3	280×40×2,5	1000	105	-

На основании полученных результатов расчетов можно сделать вывод о том, что на базе предложенной конструкции могут быть созданы малогабаритные лазеры мощностью 50 и 100 Вт с одномодовым коллимированным пучком излучения при увеличении вкладываемой мощности соответственно до 500 и 1000 Вт.

Дальнейший прогресс в области диффузионных планарных CO₂-лазеров с ВЧ-накачкой связан с исследованием условий протекания тока на границах плазмы ВЧ-разряда с электродами, увеличением скорости теплоотвода на стенки разрядной камеры, а также с решением проблем, обусловленных выбором конкретной схемы гибридного волноводно-неустойчивого резонатора.

Представленный в данной главе анализ возможностей щелевых CO₂-ЛДО с накачкой слаботочным ВЧЕР показывает, что на этом пути можно создать новое поколение мощных, малогабаритных, простых по конструкции и в эксплуатации лазеров [12, 20, 17].

5.3. Емкостной разряд в быстропоточных CO₂-лазерах с поперечным и продольным по отношению к оси резонатора потоком активной среды

Как уже было описано выше (см. разд. 5.1, 5.2), в CO₂-лазерах с диффузионным охлаждением и ВЧ-накачкой рабочей среды удельная электрическая мощность w , вкладываемая в плазму разряда, может достигать величины более 100 Вт/см³. Поэтому, чтобы избежать перегрева активной среды лазера, т.е. увеличения её газовой температуры до значения, при котором в рабочей среде наблюдается исчезновение инверсии, необходимо, чтобы по крайней мере один размер газоразрядной полости был мал (т.е. $L \approx 2 \dots 4$ мм). Но в этом случае возникают проблемы с качеством лазерного луча, т.к. дифракционная расходимость $Q_d \sim \lambda/d$ увеличивается с уменьшением L , здесь λ - длина волны излучения лазера.

Для получения активной среды CO₂-лазера в газоразрядной полости с минимальным размером $L \approx 2 \dots 4$ см используют быструю прокачку рабочей смеси газов через межэлектродный промежуток. Нетрудно показать [14], что отношение характерных времен охлаждения рабочей среды за счет диффузии τ_d и быстрой прокачки τ_n может быть представлено в виде:

$$\frac{\tau_d}{\tau_n} \cong \left(\frac{L^2}{\lambda_m v_m} \right) \div \left(\frac{l}{v_\Gamma} \right) = \frac{\Lambda^2 v_\Gamma}{\lambda_m v_m l} \quad (5.14)$$

где L - характерная диффузионная длина; λ_m - длина свободного пробега частиц газа; v_m - тепловая скорость частиц; v_Γ - скорость прокачки; l - длина области энерговыделения вдоль потока.

В лазерах с аксиальной прокачкой, т.е. прокачкой вдоль оптической оси резонатора, наличие потока позволяет увеличить величину удельной электрической мощности $w_{акс}$, вкладываемой в плазму, до значений:

$$w_{акс} = w \left(1 + \frac{\tau_d}{\tau_n} \right) \quad (5.15)$$

и тем самым довести мощность излучения с единицы длины резонатора до 1 кВт/м при хорошем качестве луча.

Большую мощность на единицу длины резонатора можно получить в быстропоточном CO_2 -лазере с поперечной прокачкой рабочей смеси, поскольку в этом случае l мало и рабочая смесь газов не успевает заметно прогреваться за времена $\tau_n = l/v_T \ll \tau_d$. Оценки показывают, что при приемлемой скорости прокачки рабочей смеси газов порядка $v_T = 100$ м/с через разрядный промежуток величиной $L = 5$ см можно получить мощность излучения ~ 50 кВт/м. Но на опыте достичь указанных удельных характеристик не удастся из-за неустойчивости плазмы разряда.

Таким образом, если для CO_2 -лазеров с диффузионным охлаждением активной среды основным фактором, ограничивающим сверху их удельные характеристики, является скорость охлаждения активной среды, то для CO_2 -лазеров с поперечной прокачкой этим фактором является устойчивость плазмы разряда по отношению к контрагированию. Поэтому ведутся разработки простых и надежных методов возбуждения пространственно однородной плазмы в потоках газа при высоких уровнях удельного энерговклада, что крайне необходимо для дальнейшего прогресса в области создания новых поколений мощных технологических лазеров.

Одним из рациональных методов получения пространственно однородной плазмы с параметрами, приемлемыми для использования в быстропоточных CO_2 -лазерах, является ВЧЕР. Ниже приведены наиболее значительные результаты в этой области.

Первое удачное применение ВЧЕР в технике быстропоточных лазеров на CO_2 описано в [13]. В этой работе изучалась возможность использования дополнительного ВЧ-разряда для повышения устойчивости основного разряда постоянного тока. ВЧ-мощность емкостным образом вводилась в разряд через электроды, между которыми располагалась кювета с электродами постоянного тока.

Электроды ВЧ-разряда были выполнены из плоских медных пластин шириной 15 см и длиной 41 см (немного меньше длины разряда постоянного тока, равной 46 см), а располагались они с наружной стороны кюветы за верхней и

нижней ее стенками, так что ВЧ-поле было перпендикулярно направлению постоянного тока и газового потока. Использовался ВЧ-генератор на частоте 13,7 МГц и мощностью в несколько киловатт.

Отмечалось, что 50 % ВЧ-мощности рассеивалось в слоях "резонансного поглощения" [13], толщиной 0,6 см, прилегающих к внутренним стенкам кюветы, и только 50 % ВЧ-мощности распределялось в остальном объеме плазмы. Было установлено, что для кюветы сечением 15×5 см при давлении 40 Тор величина вкладываемой мощности постоянного тока увеличивалась более чем в два раза при достижении максимального значения ВЧ-мощности $W_{нак} = 2,5$ кВт. Удельный энерговклад составлял $w = 2,1$ Вт/см³. Подсоединение ВЧ-источника к электродам постоянного тока оказалось неэффективным. Не повысило порога устойчивости разряда постоянного тока и локальное использование ВЧЕР в местах, где, по мнению авторов, зарождалась неустойчивость. Авторы связывали повышение устойчивости комбинированного разряда с увеличением его пространственной однородности, давалось и другое объяснение, основанное на периодическом изменении направления вектора плотности полного тока, приводящее к подавлению неустойчивости.

На основе результатов [13] был реализован быстропроточный СО₂-лазер с замкнутым контуром и накачкой комбинированным разрядом [37]. Кювета лазера имела размеры 244×53×6,35 см. Electroды постоянного тока (катод секционирован) располагались внутри кюветы на расстоянии 53 см друг от друга. ВЧ-электроды размером 244×53 см были размещены вне кюветы за верхней и нижней ее стенками.

В комбинированном разряде при $W_{нак} = 60$ кВт в пространственно однородную плазму можно было вложить 100 кВт мощности от источника постоянного тока и получить непрерывную генерацию лазерного излучения на уровне $W_{изл} = 27,2$ кВт. При $W_{нак}^{ВЧ} = 0$ максимальная мощность лазерного излучения не превосходила $W_{изл} = 8$ кВт, а максимальная вложенная мощность от источника постоянного тока, при которой разряд еще был устойчив, составила 60 кВт. При

этом снижался и электрооптический КПД в лазере с комбинированным разрядом $\eta = 17\%$, тогда как при $W_{нак}^{ВЧ} = 0$, $\eta = 13\%$.

В последующие годы было предпринято несколько попыток объяснить причины стабилизирующего влияния ВЧ-поля на пространственную однородность плазмы разряда постоянного тока. В частности, в работе [36] эффект объяснялся тем, что в ВЧ-разряде благодаря изменению во времени величины электрического поля реализуются условия, когда основной вклад мощности происходит на несамостоятельной стадии разряда. Однако в [37] было показано, что стабилизирующее действие ВЧ-поля, согласно предложенному в [36] механизму, оказывается весьма незначительным. Неубедительным оказался и механизм стабилизации, в основу которого была положена идея о подавлении неустойчивости в плазме комбинированного разряда вращением вектора полного тока, т.к. экспериментально было показано, что комбинированный разряд в ВЧ и постоянных полях может быть устойчив и в условиях, когда постоянное и ВЧ-напряжения прикладываются к одним электродам [37]. В этом случае, хотя векторы ВЧ и постоянного электрических полей были коллинеарные, эффект стабилизации комбинированного разряда ВЧ-полем не утратил при этом силу, и только по постоянной составляющей тока в разряд удалось вложить удельную мощность до 5 Вт/см^3 .

Применение ВЧ-разряда для создания в большом объеме плазмы с однородной проводимостью позволяет успешно решить две задачи, возникающие при разработке мощных CO_2 -лазеров.

Во-первых, ВЧ-накачка дает возможность легко управлять параметрами разряда постоянного тока и эффективно подавлять неустойчивости, которые препятствуют повышению мощности разряда. Во-вторых, ионизация с помощью ВЧ-разряда обеспечивает высокую оптическую однородность разряда в большом объеме, которой трудно достичь средствами самостоятельного разряда постоянного тока.

Сопоставление условий эксперимента в [13] и [38] показывает, что положительный эффект, т.е. стабильное горение объемного заряда с высоким удельным энерговкладом имеет место при малом расстоянии между ВЧ-электродами

L. Действительно, при подключении ВЧ-источника к электродам постоянного тока, расположенным на расстоянии 53 см друг от друга, запас устойчивости у ВЧ-разряда был мал, тогда как введение дополнительных электродов, размещенных на расстоянии 6,3 см, резко повысило устойчивость ВЧ-разряда по отношению к шнурованию и позволило вложить в плазму ВЧ-разряда еще 100 кВт мощности от источника постоянного тока. Аналогичная ситуация наблюдалась и в [38], где благодаря небольшим $L = 1 \dots 6$ см удалось получить объемную плазму с большим энерговкладом, несмотря на подключение ВЧ-источника к электродам постоянного тока. Напомним, что согласно [13] такое подключение ВЧ-источника не приводило к стабилизации комбинированного разряда и дало повод считать причиной повышенной стабильности плазмы взаимно перпендикулярную ориентацию векторов ВЧ и постоянного полей.

Сформулированные положения нашли экспериментальное подтверждение в работе [39], из которой следует, что с уменьшением L устойчивость ВЧ-разряда по отношению к шнурованию возрастает. В соответствии с представлениями [36, 40] этого не должно быть.

Что касается диэлектрического покрытия электродов и его толщины, то оно может существенно повлиять на пространственную структуру ВЧЕР [10, 13, 41], в частности расширить область существования слаботорочной формы ВЧЕР по pL , заставить поднормальный режим ПСПЗ и тем самым расширить область приложений ВЧЕР в технике газовых лазеров.

Пространственная неоднородность РПТ-ВЧЕР ограничена приэлектродными областями. Большая часть объема однородно возбуждается электрическим полем допробойной величины и несамостоятельным электрическим током. Поскольку приэлектродные зоны относительно малы, для разряда характерен высокий КПД накачки активного объема при высокой оптической однородности активной среды. Активная среда сохраняет, таким образом, форму разрядной камеры (параллелепипеда) и вносит минимальные фазовые искажения в выходящий из резонатора лазерный пучок. Эта особенность разряда дает возможность получать высококачественные лазерные пучки при применении специальных схем оптических резонаторов [42] в технологическом CO_2 -лазере с быст-

рым протоком газа “Лантан-5”, разработанного на основе РПТ-ВЧЕР. Кроме того, в основном благодаря низкому значению напряженности электрического поля в несамостоятельном разряде плазмохимическая активность РПТ-ВЧЕР сравнительно невелика. Плазмохимические процессы ограничиваются небольшими приэлектродными областями разряда постоянного тока и короткими периодами протекания импульсного тока ВЧЕР.

В последнее время широкое распространение получают быстроточные CO_2 -лазеры с аксиальной прокачкой активной среды (рис 5.20). При возбуждении такого лазера разрядом постоянного тока быстрая прокачка решает две важные задачи:

1) она обеспечивает малое время нахождения активной среды в зоне возбуждения, что необходимо для исключения перегрева рабочей среды;

2) за счет турбулизации потока при больших скоростях прокачки удается снизить влияние пространственных неоднородностей плазмы на качество выходного излучения.

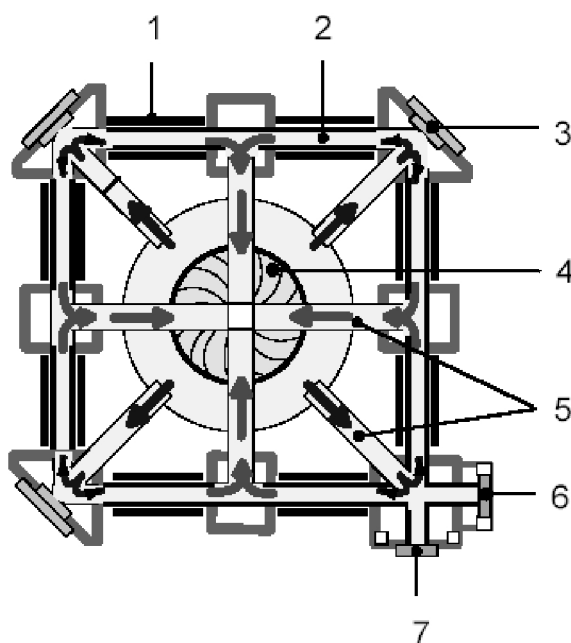


Рис. 5.20. Схема CO_2 -лазера с аксиальной прокачкой активной среды:

1 - электроды; 2 - газоразрядные трубки с рабочей смесью; 3 - поворотные зеркала; 4 - центробежный вентилятор; 5 - охладители рабочей смеси; 6 - глухое зеркало; 7 - выходное зеркало

Применение поперечного ВЧЕР для накачки активной среды CO_2 -лазера с аксиальным потоком показало, что неоднородности плазмы в этом случае значительно меньше [13]. Это весьма важно, поскольку позволяет снизить требования к прокачному устройству, которое является узким местом в конструкции лазера с прокачкой рабочей среды вдоль оси резонатора.

Типичная конструкция CO_2 -лазера с аксиальным потоком активной среды и возбуждением ее высокочастотным емкостным разрядом показана на рис. 5.20 и 5.21, а на рис. 5.22 представлены зависимости выходной мощности такого лазера в зависимости от коэффициента пропускания выходного зеркала при различных режимах работы лазера [13].

На установке (рис. 5.21) с устойчивым резонатором была получена мощность генерации моды TEM_{00} , удельная величина которой превышала 2 Вт/см^3 (рис. 5.23,а) [13]. Увеличение расхода позволило увеличить удельную мощность генерации в лазере с аксиальным потоком до 10 Вт/см^3 (рис. 5.23,б), что свидетельствует о больших потенциальных возможностях ВЧ-накачки для возбуждения газовых лазеров с аксиальным потоком.

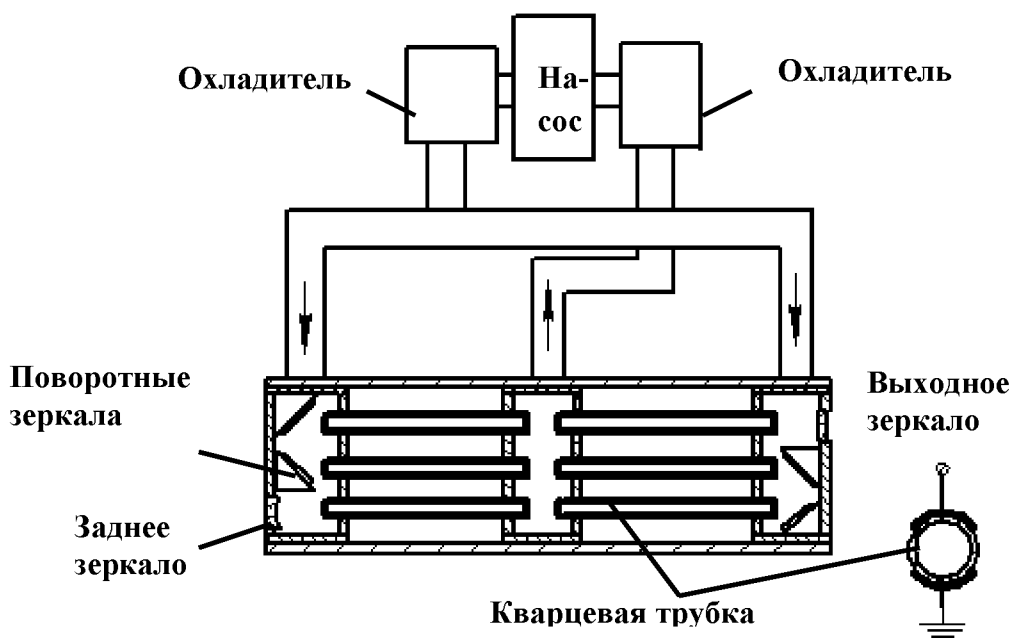


Рис. 5.21. Конструкция CO_2 -лазера с аксиальным потоком активной среды

Примером серийно выпускаемых мощных CO_2 -лазеров с аксиальной прокачкой рабочей среды и ВЧ-разрядом активного тела являются лазеры, разрабо-

таные и изготавливаемые германской фирмой TRUMPF (рис. 5.24, 5.25) [43]. Высокая выходная мощность данных лазеров (до 40 кВт в непрерывном режиме) обеспечивает широкий спектр технологического применения. Они обладают компактной конструкцией, высоким электрооптическим КПД (30%) и соответственно меньшим потреблением энергии по сравнению с лазерами с накачкой самостоятельным разрядом постоянного тока.

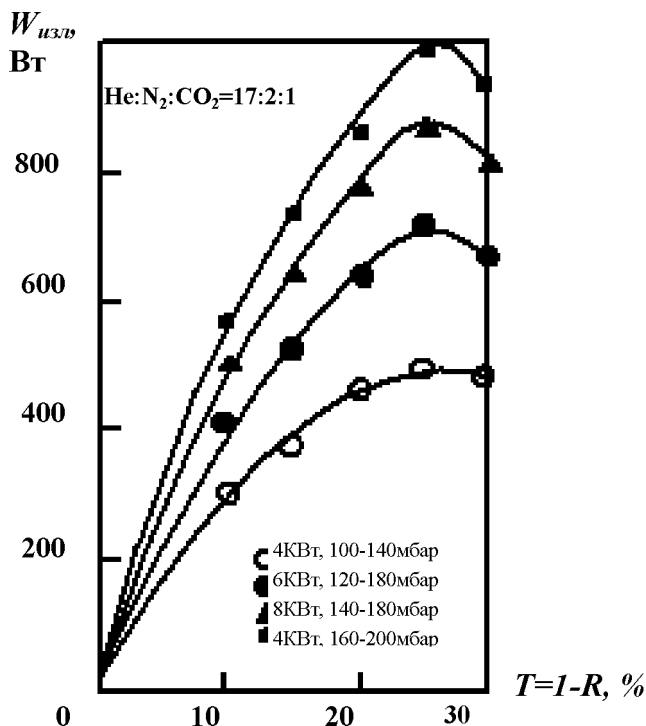


Рис.5.22. Зависимости выходной мощности лазера в зависимости от коэффициента пропускания выходного зеркала [13]

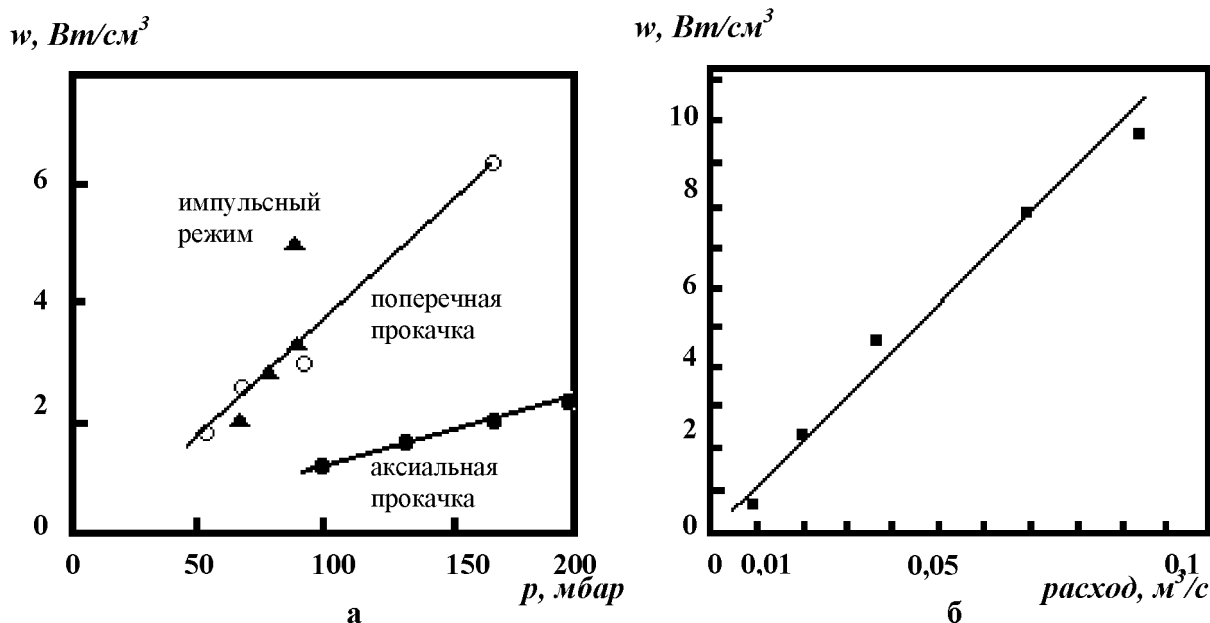


Рис. 5.23. Мощность генерации в лазере с аксиальным потоком: ▲ - устойчивый резонатор (многомодовое излучение); ○ - устойчивый резонатор (TEM₀₀); ● - неустойчивый резонатор; ■ – зависимость от расхода

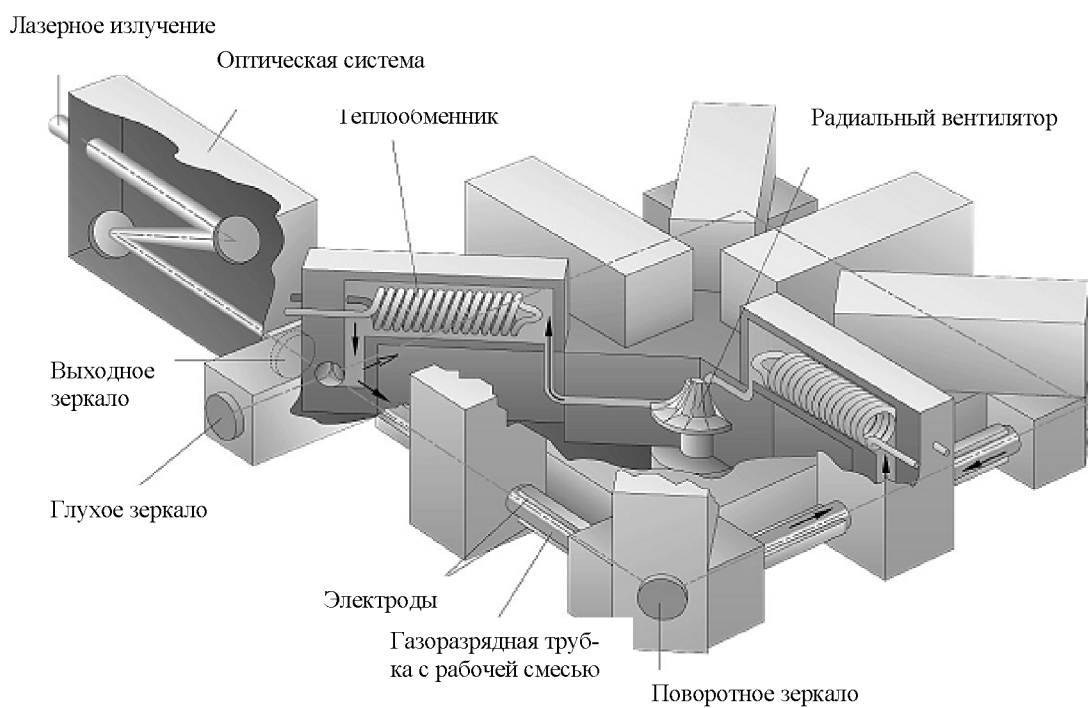


Рис.5.24. Схема размещения основных узлов лазера TLF 1200

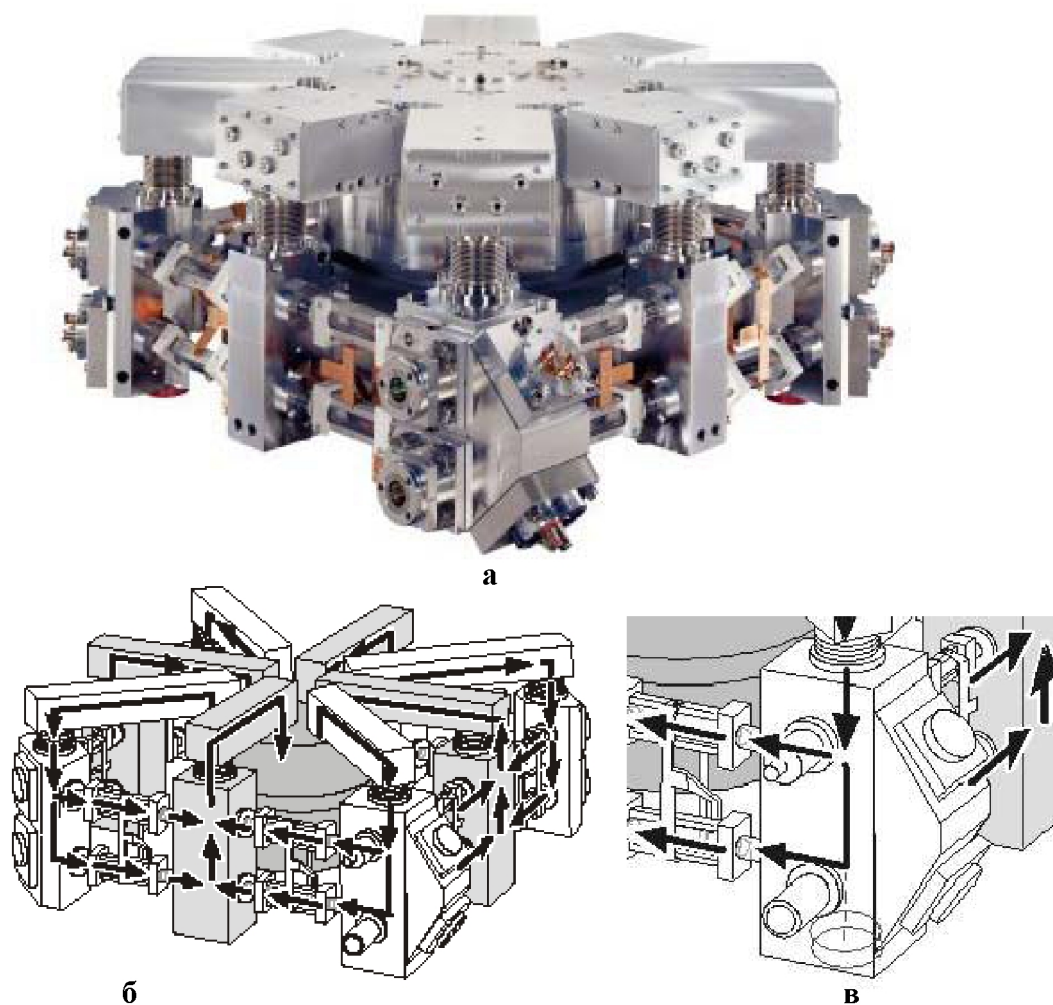


Рис.5.25. Конструктивные особенности лазеров семейства TLF

5.4. Использование высокочастотной накачки в лазерах с активными средами, отличными от CO_2

Выше было показано, что ВЧЕР является эффективным средством для возбуждения активной среды CO_2 -лазеров, отмечалась также возможность управления в широких пределах параметрами плазмы такого разряда. Поэтому представляется естественным воспользоваться ВЧЕР для накачки лазеров с другими рабочими средами.

Хорошие результаты были получены при использовании поперечного ВЧЕР на частоте 142 МГц для возбуждения волноводного CO -лазера [44]. Волновод размером $2,25 \times 2,25 \times 386$ мм был выполнен в виде бруска из алюминиевой керамики, который размещался на массивном алюминиевом основании. Тепло от волновода отводилось циркулирующим охлажденным метанолом. Два плоских зеркала с коэффициентами отражения 99,5 и 95 % образовывали оптический резонатор. Максимальная мощность лазерной генерации 10,1 Вт при КПД 6,5% была получена при температуре хладагента -23°C и составе смеси $\text{He}:\text{CO}:\text{N}_2:\text{Xe}:\text{O}_2=10:1:1:1:0,5$ при суммарном давлении $p=70$ Тор. Состав смеси не оптимизировался. При $t = -1^\circ\text{C}$ максимальная мощность снизилась до 4,4 Вт, а КПД. - до 4%

Столь высокие результаты объясняются авторами тремя причинами:

- 1) достижением хорошего охлаждения волновода за счет выполнения его из теплопроводного материала;
- 2) исключением примесей в полости разряда;
- 3) снижением величины приведенной напряженности электрического поля E/p в плазме ВЧЕР по сравнению с разрядом постоянного тока.

Понижение E/p авторы [44] связывают с меньшими потерями заряженных частиц благодаря их осциллирующему движению в ВЧ-поле. С таким выводом согласиться нельзя. В плазме ВЧЕР действительно значение параметра E/p в определенных сечениях разряда может быть меньше, чем в положительном столбе тлеющего разряда [43], но это уменьшение обусловлено пространственной

структурой ВЧЕР, приводящей к нелокальной зависимости функции ионизации электрического поля, чем собственно и объясняется уменьшение величины E/p .

В работе [45] сообщается о создании компактного лазера, в котором рабочая температура (до $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$) стенок волновода поддерживалась путем использования серийных термоэлектрических преобразователей на основе эффекта Пельтье, охлаждаемых водой.

Устройство волновода и системы охлаждения изображено на рис. 5.26, где дано поперечное сечение лазера. В кожух 1, изготовленный из нержавеющей стали и наполненный рабочей смесью газов, помещен медный теплосъемник 2, охлаждаемый водой. Батарея термоэлектрических элементов 3 (ТЭМО-5) закреплена между теплосъёмником и алюминиевым заземленным электродом 4, являющимся одной из стенок волновода 5. Боковые стенки волновода образованы пластинами из бериллиевой керамики 6, к которым с помощью диэлектрических пластин 7 прижат верхний алюминиевый электрод 8. Температура электрода 4 измерялась при помощи термосопротивления. ВЧ-разряд подводился к верхнему электроду через вакуумный ВЧ-ввод 9.

Такая конструкция системы охлаждения обладает тем преимуществом, что при низкой температуре поддерживаются лишь детали волновода, не имеющие контакта с атмосферой. Все внешние поверхности лазера имеют комнатную температуру, что исключает трудности, связанные с конденсацией на них воды и последующими пробоями электрических коммуникаций, имеющими место в системах, работающих при низких температурах.

Следует отметить, что непосредственный контакт термоэлементов с рабочей смесью лазера не оказал влияния на его ресурс.

В лазере использовались 30 элементов ТЭМО-5, соединенных последовательно, при этом напряжение питания батареи составляло 60 В, а рабочий ток 5 А. ВЧ-разряд возбуждался на частоте 81 МГц, мощность накачки составляла 50...60 Вт. Лазер работал в отпаянном режиме при давлении рабочей смеси ($\text{CO} : \text{N}_2 : \text{Xe} : \text{He} : \text{O}_2 = 1 : 1 : 3 : 16 : 0,05$) 10...20 кПа. При неселективном резонаторе выходная мощность излучения составила 1,5 и 2,2 Вт для температур заземленного электрода 0 и $-17\text{ }^{\circ}\text{C}$ соответственно. Мощность ВЧ-накачки в обоих

случаях равнялась 60 Вт. Полученные величины не являются предельными и могут быть улучшены посредством оптимизации поперечного сечения волновода.

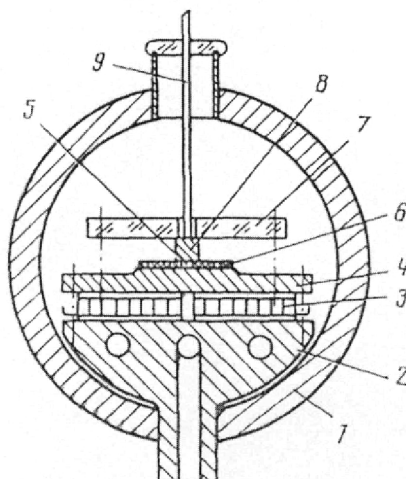


Рис. 5.26. Конструкция лазера: 1 - вакуумный кожух; 2 – теплосъемник; 3 – термоэлемент; 4 - земляной электрод; 5 - волновод; 6 - пластины из керамики BeO; 7 - диэлектрический пластина; 8 - верхний электрод; 9 - ВЧ-ввод

Фактором, ограничивающим мощность СО-лазера с диффузионным охлаждением, является, как и в случае CO₂-лазера, скорость теплоотвода на стенки разрядной трубки. Поэтому для СО-лазеров также перспективны щелевые системы, которые позволят создавать малогабаритные, простые в производстве и эксплуатации СО-лазеры необходимой мощности.

Интересное приложение может найти поперечный к оси резонатора ВЧ-емкостной разряд при разработке щелевых конструкций He-Ne лазеров. Как известно [41], в He-Ne лазерах активная среда образуется при протекании электрического тока через разрядную трубку, заполненную смесью He с Ne. Известно также, что увеличение диаметра газоразрядной трубки ведет к росту объема рабочей среды, но, с другой стороны, при этом происходит понижение электронной температуры T_e разряда и заполнение уровня 1S атомов Ne. Однако уменьшение T_e снижает эффективность накачки верхнего лазерного уровня, а заполнение 1S уровня препятствует релаксации нижнего лазерного уровня. Поэтому существует оптимальное значение диаметра разрядной трубки с точки зрения получения максимальной мощности лазерного излучения. Использование в рассмотренной ситуации щелевого канала с поперечным ВЧЕР может су-

ществено повысить мощность He-Ne лазера, поскольку в щелевой конструкции разрядной полости малый размер обеспечит высокие удельные характеристики накачки активной среды (при малых d 1S уровень будет эффективно разрушаться в столкновениях со стенкой; можно также ожидать и увеличение T_e в этом случае из-за возрастания потерь заряженных частиц на стенках), а оставшиеся два свободных размера можно выбрать из условия получения необходимой мощности излучения.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется удельным энергосъемом с активной среды лазера?
2. Перечислите основные преимущества высокочастотного разряда для накачки активной среды лазера.
3. Почему при количественном описании эффектов ионизации газа в высокочастотном разряде учитывают преимущественно движение свободных электронов?
4. Объясните особенности слаботоочного режима горения высокочастотного емкостного разряда.
5. Назовите конструктивные типы лазеров с высокочастотным емкостным разрядом.
6. Какие типы резонаторов нашли практическое применение в щелевых лазерах?
7. Из чего складывается эффективность высокочастотной накачки активной среды?
8. Чем отличаются две формы высокочастотных разрядов в плазме?
9. Охарактеризуйте основные проблемы и методы их решения, возникающие при конструировании щелевых газоразрядных лазерах с высокочастотной накачкой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в методическом пособии данные об использовании ВЧЕР в технике газовых лазеров показывают, что такой тип разряда является эффективным средством для накачки различных типов CO_2 -лазеров: с диффузионным охлаждением, особенно волноводных и щелевых, быстропроточных с поперечной и аксиальной прокачкой. Так, например, в быстропроточных CO_2 -лазерах с ВЧ-накачкой достигнуты рекордные для лазеров с самостоятельным разрядом значения мощности излучения с единицы объема активной среды: 7 Вт/см^3 в лазере с поперечной прокачкой и до 10 Вт/см^3 в лазере с аксиальной прокачкой. Причем применение ВЧЕР снизило требования к прокачному устройству из-за более высокой пространственной однородности плазмы ВЧ-разряда. В щелевых CO_2 -лазерах ВЧ-возбуждение рабочей среды является в настоящее время наиболее приемлемым из-за своей простоты и эффективности.

Многообещающими выглядят и применения ВЧЕР для накачки газовых лазеров на рабочих средах, отличных от CO_2 (например, He-Ne лазер).

В работе показано, что отмеченные положительные качества ВЧЕР как источника инверсии в газовых лазерах связаны с особенностями его пространственной структуры, формирующейся при прохождении через плазму ВЧ-тока. Причем наиболее полно специфика ВЧ-возбуждения проявляется вблизи электродов. Поэтому не удивительно, что все рекордные результаты, отмеченные выше, получены в лазерах, возбуждаемых ВЧЕР со сравнительно малыми межэлектродными зазорами.

Из материалов работы видно, что дальнейший прогресс в области газовых лазеров с ВЧ-накачкой идет в области исследований условий протекания тока на границах плазмы ВЧ-разряда с электродами, а также решений проблем, связанных с волноводным режимом работы резонатора.

К сожалению, из-за ограниченного объема в данную работу не включен ряд других интересных приложений ВЧЕР в технике газовых лазеров, в частности использование ВЧ-разряда для накачки лазеров на парах металлов, на эксимерных молекулах и др.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Райзер, Ю.П. Физика газового разряда./ Ю.П. Райзер - М.: Наука, 1992. – 234 с.
2. Райзер, Ю.П. Мощные электроразрядные лазеры на углекислом газе/ Ю.П. Райзер // Соросовский образовательный журнал. - 1997. - №8. – С. 99 - 104.
3. Райзер, Ю.П. Высокочастотный емкостной разряд и его приложения/ Ю.П. Райзер // Соросовский образовательный журнал. - 1999. - №8. - С. 90 - 96.
4. Данилаев, М.П. Основы проектирования системы ВЧ-возбуждения молекулярных газовых лазеров./ М.П. Данилаев, Ю.Е. Польский - Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2005. – 68 с.
5. Попов, В.П. Основы теории цепей./ В.П. Попов - М.: Высш. шк., 2000. – 164 с.
6. Витteman, В.Я. CO₂-лазер./ В.Я. Витteman - М.: Мир, 1990. – 268 с
7. Акимов, А.Г. Влияние частоты возбуждающего поля на работу волноводного CO₂-лазера с ВЧ накачкой/ А.Г. Акимов, А.В. Коба, Н.И. Липатов [и др.] // Квантовая электроника. - 1989. - Т.16. - №5. - С. 938 - 942.
8. Дутов, А.И. Экспериментальное исследование и численное моделирование щелевого CO₂-лазера с высокочастотной накачкой/ А.И. Дутов, И.Ю. Евстратов, В.Н. Иванова // Квантовая электроника. - 1996. - Т.23. - №.6. - С. 499 - 503.
9. Герасимчук, А.Г. Волноводный СО-лазер с высокочастотным возбуждением/ А.Г. Герасимчук, С.Т. Корнилов, Е.Д. Проценко [и др.] // Квантовая электроника. - 1985. - Т.12. - №9. - С. 1783 - 1790.

10. Витteman, В.Я. О влиянии частоты возбуждающего поля на характеристики активной среды CO₂-лазеров с ВЧ накачкой/[В.Я. Витteman и др.] // Препринт ФИАН. – М.: ФИАН, 1994. - № 31. – 32 с.
11. Яценко, Н.А. Исследование интегральных характеристик приэлектродных слоев в емкостном ВЧ- разряде среднего давления/ Н.А. Яценко // Теплофизика высоких температур. - 1982. - №6. - С. 1044 - 1050.
12. Мышенков, В.И. Перспективы использования высокочастотного емкостного разряда в лазерной технике / В.И. Мышенков, Н.А. Яценко // Квантовая электроника. – 1981. - Т.8. - С. 2121 - 2130.
13. Яценко, Н.А. Газовые лазеры с высокочастотным возбуждением./ Н.А. Яценко - М.: ИПМ, 1989. - 34 С.
14. Голубев, В.С. Физические основы технологических лазеров. / В.С. Голубев, Ф.В. Лебедев - М.: Высшая школа, 1987. – 191 с.
15. Райзер, Ю.П. Структура приэлектродных слоев высокочастотного разряда и переход между двумя его формами / Ю.П. Райзер, М.Н. Шнейдер // Физика плазмы. - 1987. - Т.13. - Вып.4. - С. 471 - 478.
16. Рябых, В.Н. Исследование перестраиваемого CO₂-лазера, возбуждаемого поперечным высокочастотным разрядом / В.Н. Рябых, В.А. Свич, А.Н. Тонков // Квантовая электроника. – 1984. - Т.11. - №8, - С. 1651 - 1658.
17. Витрук, П.П. Малогабаритный щелевой волноводный CO₂-лазер средней мощности с ВЧ-возбуждением / П.П. Витрук, Н.А. Яценко // Письма в ЖТФ. – 1989. - Т. 15. - № 5. – С. 125 - 132.
18. Калмыков, А.В. Волноводный CO₂-лазер с ВЧ-накачкой / [А.В. Калмыков и др.] // Тезисы докл. V Всес. конференции "Оптика лазеров". - Л.: ЛИТМО, 1986. - С. 60 - 71.
19. Карапузиков, А.И. Высокоэффективный CO₂-лазер с ВЧ-возбуждением / А.И. Карапузиков, В.И. Трошин - Там же - С. 72 - 78.
20. Яценко, Н.А. Пространственная структура ВЧ-емкостного разряда и перспективы его применения в лазерной технике / Н.А. Яценко // Препринт ИПМ АН СССР. - М.: ИОФАН. - 1988. - № 338. - 44 с.

21. Елецкий, А.В. О тепловом режиме положительного столба газового разряда / А.В. Елецкий, Л.Г. Мищенко, В.П. Тычинский // ЖПС. – 1968. - Т. 8. - №3. - С. 425 - 428.
22. Яценко, Н.А. Связь высокого постоянного потенциала плазмы с режимом горения высокочастотного емкостного разряда среднего давления / Н.А. Яценко // ЖТФ. - 1981. - Т. 51. - Вып. 6. - С. 1195 - 1201.
23. He, D. Frequency Dependence in HP Discharge Excited waveguide CO₂ – lasers / D. He, D.R. Hall // IEEE J. of Quantum Electronics. – 1997. - V. QE-20. - № 5. - P. 509 - 514.
24. Патенты Франции №2092912 и 2108912, М. кл. H 01 S 3/00, 1972.
25. Козлов, Г.И. Многолучевой непрерывный газоразрядный CO₂-лазер / Г.И. Козлов, В.А. Кузнецов // Квантовая электроника. - 1985. - Т. 12. - № 3. - С. 553 - 560.
26. Генералов, Н.А. Мощные промышленные CO₂-лазеры с накачкой несамостоятельным тлеющим разрядом / Н.А. Генералов, М.И. Горбуленко, В.П. Зимаков [и др.] // <http://www.lantanlaser.ru>
27. Голубев, В.С. Коаксиальный лазер с магнитной стабилизацией разряда / [В.С. Голубев и др.] // Письма в ЖТФ. - 1988. - Т. 14. - Вып. 16. - С. 1522 - 1527.
28. www.coherent.com
29. Yelden, E.F. Symmetry Enhancement and Spot-Size Reduction Through Radial Beam Stacking in a Multichannel CO₂ Laser Array / [E.F. Yelden et al.] // IEEE J. Of Quantum Electronics. - 1994. - V. 30. - № 8. - P. 1868 - 1875.
30. Lapucci, A. Triple-slab radio-frequency discharge CO₂ laser / A. Lapucci, G. Cangioli // Appl. Phys. Lett. - 1993. - V. 62. - № 1. - P. 7 - 9.
31. Дутов, А.И. Экспериментальные исследования и численное моделирование щелевого волноводного CO₂ лазера с высокочастотной накачкой / [А.И. Дутов и др.] // Квантовая электроника - 1996. - Т. 23. - № 6. - С. 499 - 503.
32. Дутов, А.И. Исследование пространственно-энергетических характеристик излучения щелевого CO₂ лазера с высокочастотной накачкой / А.И. Дутов,

- А.А. Кулешов, В.Н. Соколов // Оптический журнал. - 1996. - № 5. - С. 31 - 37.
33. www.synrad.com
34. Минеев, А.П. Высокочастотный планарный CO₂-лазер с полностью металлической электродно-волноводной структурой и неустойчивым резонатором / А.П. Минеев, С.М. Нефедов, П.П. Пашинин // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36. - № 7. – С. 656 - 663.
35. Леонтьев, В.Г. Компактный щелевой одномодовый CO₂-лазер с гибридным неустойчиво-волноводным резонатором / [В.Г. Леонтьев и др.]// Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21. - № 10. – С. 931 - 933.
36. Рахимова, Т.В. К вопросу о стабилизации газового разряда высокочастотным электрическим полем / Т.В. Рахимова, А.Т. Рахимов // Физика плазмы. – 1975. - Т. 1. - № 5. - С. 854 - 860.
37. Райзер, Ю.П. Об ионизационно-перегревной неустойчивости тлеющего разряда в переменных полях и стабилизирующем действии повторяющихся высоковольтных импульсов / Ю.П. Райзер, Г.И. Шапиро // Физика плазмы. – 1978. - Т. 4. - № 4. - С. 850 - 858.
38. Козлов, Г.И. Комбинированный разряд с высокочастотной ионизацией / Г.И. Козлов, Н.А. Яценко // Письма в ЖТФ. – 1978. – Т. 4. - № 7. - С. 422 - 429.
39. Мышенков, В.И. Влияние межэлектродного расстояния на максимальный поперечный размер пространственно однородного плазменного столба / В.И. Мышенков, Н.А. Яценко // ЖТФ. – 1981. - Т. 51. - № 10. - С. 2055 - 2061.
40. Акиртава, О.С. Исследование оптической неоднородности активной среды CO₂-лазера с ВЧ-возбуждением / О.С. Акиртава, А.В. Артамонов // Квантовая электроника. – 1987. - Т. 14. - № 12. - С. 2454 - 2462.
41. Кондиленко, И.И. Физика лазеров. / И.И. Кондиленко, П.А. Коротков, А.И. Хижняк – Киев: Вища школа, 1984. – 110 с.

42. Generalov, N.A. High power industrial CO₂ laser "Lantan-5" with graded reflectivity mirror resonator / [N.A. Generalov et al.] // J. Pure and Applied Optics. - 1994. - № 3. - С. 533 - 539.
43. www.trumph.com
44. Pearson, G.M. Carbon monoxide laser excited by radiofrequency discharge / G.M. Pearson, D.R. Hall // Appl. Phys. Lett. – 1987. - V. 50. - № 18. - P. 1222 - 1230.
45. Герасимчук, А.Г. Волноводный СО-лазер с термоэлектрическим охлаждением / [А.Г. Герасимчук и др.] // ПТЭ. – 1991. - №3. - С. 148 - 151.

Учебное издание

*Гришанов Владимир Николаевич,
Изжесуров Евгений Александрович,
Угланов Дмитрий Александрович*

ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКОЙ

Учебное пособие

Научный редактор Е. В. Шахматов
Редакторская обработка Н. В. Прядильникова
Корректорская обработка Е. А. Волченкова
Доверстка В. С. Теплова

Подписано в печать 22.10.07. Формат 60x84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная.
Печ. л. 6,25.

Тираж 120 экз. Заказ . ИП-71/2007.

Самарский государственный
аэрокосмический университет.
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Изд-во Самарского государственного
аэрокосмического университета.
443086 Самара, Московское шоссе, 34.