

621.378.33

ЛАЗЕРЫ НА КОНДЕНСИРОВАННЫХ И СЖАТЫХ ГАЗАХ**Н. Г. Басов, В. А. Данилычев****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	55
2. Методы возбуждения лазеров на конденсированных и сжатых газах	56
2.1. Электронный пучок	56
2.2. Электроионизационный метод накачки лазеров на сжатых газах	59
3. Эксимерные лазеры	65
3.1. Эксимерные лазеры на димерах инертных газов	66
3.2. Эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов	73
4. Лазеры на электронных переходах молекул	78
5. Лазеры на электронных переходах атомов инертных газов	82
5.1. Электроионизационный лазер высокого давления на электронных переходах атома ксенона	83
5.2. Квазинепрерывный лазер высокого давления видимого диапазона на $Zr - Zr$ -переходах атома Ne	86
6. Электроионизационные $CO - CO_2$ -лазеры	88
6.1. Импульсные электроионизационные $CO - CO_2$ -лазеры	89
6.2. Технологические электроионизационные $CO - CO_2$ -лазеры	91
7. Заключение	95
Список литературы	96

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к конденсированным и сжатым газам как активной среде мощных лазеров определяется их высокой оптической однородностью, возможностью достижения большой концентрации активных частиц и существованием лазерных схем на газах с к. п. д. до 50%. Большая ширина линий усиления в плотных газах позволяет осуществлять плавную перестройку частоты и генерации ультракоротких импульсов. Эти свойства конденсированных и сжатых газов привлекают к ним внимание как перспективной активной среде мощных лазеров, потребность в которых особенно ощущается в последнее время в связи с развитием работ по лазерному термоядерному синтезу, направленному стимулированию химических реакций, лазерной технологии.

Проблема создания мощных лазеров на конденсированных и сжатых газах встречается с рядом принципиальных трудностей. Во-первых, традиционный метод возбуждения газовых лазеров — тлеющий разряд — неприменим для возбуждения достаточно больших объемов сжатых газов из-за возникновения неустойчивостей разряда при высоких давлениях, которые приводят к шнурованию разряда и невозможности объемного возбуждения *).

*) Для тлеющего разряда $Pd = \text{const}$, где P — давление газа, d — характерный размер области разряда (диаметр трубки при продольном возбуждении или расстояние между электродами при поперечной накачке). По этой причине переход к высоким давлениям неизбежно приводит к необходимости использовать капилляры. Например, тлеющий разряд при давлении газа $P \geq 10$ атм устойчив лишь в капилляре с диаметром $d \leq 1$ мм (см., например, ¹⁹).

Таким образом, возникает необходимость в развитии новых методов возбуждения плотных газов. Во-вторых, ударное уширение лазерных уровней, пропорциональное давлению газа, приводит к необходимости значительного увеличения скорости накачки с ростом давления, особенно при переходе газа в конденсированное состояние. Наконец, при высоких давлениях возрастает роль тройных тушащих столкновений, скорость которых растет пропорционально квадрату давления. Последнее обстоятельство требует поиска таких лазерных сред, в которых процессы заселения лазерных уровней и создание инверсии населенностей также опирались бы на тройные столкновения.

В настоящем обзоре представлены исследования, выполненные в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в период с 1966 по 1985 г., в которых были развиты методы накачки (электронный пучок, электронный пучок с одновременным наложением электрического поля — электроионизационный разряд) и созданы лазеры на конденсированных и сжатых газах.

Это — эксимерные лазеры в вакуумной и ближней ультрафиолетовой области, лазеры ультрафиолетового диапазона на смесях аргона и гелия с азотом на молекулах N_2 и N_2^+ , лазеры в видимой и ближней инфракрасной области спектра на электронных переходах атомов инертных газов Хе, Кг, Аг, Не, электроионизационные лазеры высокого давления на моноокиси и двуокиси углерода.

2. МЕТОДЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛАЗЕРОВ НА КОНДЕНСИРОВАННЫХ И СЖАТЫХ ГАЗАХ

2.1. Электронный пучок

В 1961 г. Н. Г. Басовым ¹ для возбуждения лазеров на рабочих веществах с большой концентрацией активных частиц был предложен метод накачки электронным пучком. Применение этого метода позволило создать лазеры на полупроводниках с электронным возбуждением ². В 1966 г. Н. Г. Басов предложил применить метод накачки электронным пучком для получения генерации в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра при возбуждении охлажденных инертных газов Не, Не, Аг, Кг, Хе ³.

В работе ⁴, посвященной первым экспериментальным попыткам получить генерацию в ВУФ области спектра на кристаллах ксенона, преимущества электронного возбуждения были сформулированы следующим образом: «Ввиду того, что эффективная температура электронного пучка как источника накачки лазеров очень высока, этот метод можно использовать для возбуждения практически любых энергетических уровней».

К этой характеристике электронного пучка следует также добавить, что сильнооточные импульсные электронные пучки, использованные в работах ^{3, 4}, позволяли реализовать громадные удельные мощности накачки до $\approx 10^9$ Вт/см³ ⁵, позволившие получить в 1970—1971 гг. стимулированное излучение и генерацию в конденсированных и сжатых газах ⁶⁻¹⁰.

Рассмотрим основные характеристики электронного пучка как метода накачки лазеров на сжатых газах ⁶. При прохождении электронов высокой энергии через сжатый или конденсированный газ происходят упругие и неупругие соударения электронов с ядрами и электронами тормозящего вещества. Для возбуждения газовых лазеров высокого давления используют электронные пучки с энергией в диапазоне от 0,2 до 1,0 МэВ. В этой области энергий во многих практических случаях можно пренебречь излучением электронов при торможении в веществе. Упругие соударения электронов с ядрами тормозящей среды обуславливают рассеяние электронов. Роль рассеяния возрастает с уменьшением энергии электронов, а средний угол рассеяния пропорционален корню квадратному из толщины рассеивателя. Процесс рассеяния, хотя и не определяет прямо интенсивность возбуждения активной среды лазера, однако оказывает заметное влияние на геометрические

размеры области возбуждения и плотность накачки. Среднеквадратичный угол рассеяния θ обратно пропорционален энергии E падающих частиц, пропорционален заряду рассеивающих ядер z и корню квадратному толщине рассеивателя x :

$$\langle \theta^2 \rangle_{\text{ср}}^{1/2} \sim z \frac{1}{E} x^{1/2}. \quad (1)$$

При больших толщинах вещества, превышающих половину длины пробега, угловое распределение рассеянных электронов приобретает вид

$$W(\theta) \sim \cos^2 \theta. \quad (2)$$

Средний угол рассеяния достигает при этом максимальной величины $\approx 33^\circ$, оставаясь постоянным при дальнейшем увеличении толщины.

Неупругие потери электронов при движении через сжатый газ определяются потерями на ионизацию Q_i и возбуждение Q_e атомов и молекул среды.

Важными параметрами, определяющими плотность ионизации газа при прохождении быстрых электронов, является полное число γ электрон-ионных пар, создаваемых электронами на 1 см пробега, и энергия w_e , расходуемая на образование одной пары. Величина w_e практически не зависит от энергии электронов и определяется только природой газа. Полная ионизация является суммой первичной и вторичной ионизаций. В среднем на один электрон, образующийся при первичной ионизации, приходится $\approx 1,5$ вторичных электронов. В табл. I приводится число электрон-ионных пар, образовавшихся в результате первичной ионизации электронами в некоторых газах при атмосферном давлении⁶.

На рис. 1 приводится зависимость числа γ электрон-ионных пар, рождаемых быстрым электроном на 1 см пробега от энергии электронов E в воздухе при атмосферном давлении и температуре $T = 10^\circ \text{C}$ *).

Энергия w_e , расходуемая на образование одной электрон-ионной пары, практически пропорциональна энергии ионизации атомов газа и составляет

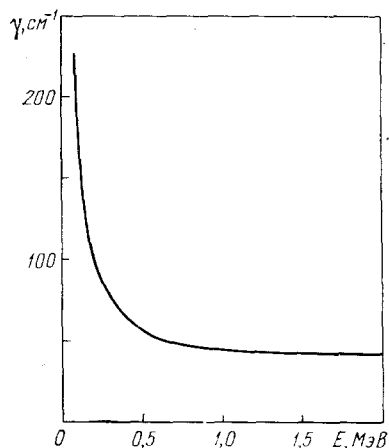


Рис. 1. Зависимость от энергии электронов E числа γ электрон-ионных пар, рождаемых одним электроном с энергией E на 1 см пути в воздухе при давлении $P = 1$ атм и температуре $T = 10^\circ \text{C}$ ¹⁴

Таблица I

Первичная удельная ионизация, производимая электронами в различных газах

Энергия электронов, МэВ	γ — число первичных пар ионов на 1 см пути в газе			
	H ₂	He	Ne	Ar
0,205	8,45	7,56	10,45	41,7
0,500	6,04	5,58	13,4	30,5
0,885	5,44	5,08	12,5	27,7
1,17	5,3			
1,55	5,32	5,02	12,4	27,8

*) Справочник по ядерной физике /Пер. с англ. под ред. Л. А. Арцимовича. — М.: Физматгиз, 1963, с. 361.

величину порядка 20—40 эВ (42,7 эВ для атомов He, 26,4 эВ для Ag, 21,9 эВ для Xe, 36,6 эВ для N₂, 34,5 эВ для CO₂).

При воздействии электронного пучка с плотностью тока j_e на газ скорость рождения электрон-ионных пар $q = dn_{e,i}/dt$ определяется выражением

$$q = \frac{dn_{e,i}}{dt} = \frac{\gamma j_e P}{P_0 e} = \frac{1}{w_e} \frac{dE}{dx} \frac{j_e}{e}; \quad (3)$$

здесь γ — число электрон-ионных пар, рождаемых в данном газе одним быстрым электроном на 1 см пробега при давлении P_0 , P — реальное давление газа, dE/dx — линейные потери энергии электронного пучка в веществе. Отсюда удельная мощность накачки может быть оценена по формуле

$$P_H = \frac{dE}{dx} \frac{j_e}{e} = \frac{P}{P_0} \frac{\gamma j_e}{e}. \quad (4)$$

При накачке сжатых газов электронным пучком приблизительно 3/4 энергии поглощенного электронного пучка расходуется на ионизацию атомов и молекул рабочего вещества, а 1/4 энергии идет на возбуждение электронных уровней. В сжатых инертных газах электрон-ионная рекомбинация практически всегда определяется процессами тройных столкновений, в результате которых появляются электронно-возбужденные атомы.

Таким образом, выражение (3) фактически определяет и скорость рождения атомов в возбужденном электронном состоянии. При высоких давлениях в инертных газах, представляющих собой основную компонент активной среды лазеров на электронных переходах атомов и молекул сжатых газов, в результате тройных столкновений образуются эксимерные молекулы (см. схему рис. 2), распадающиеся с излучением ВУФ кванта света. Эффективность высвечивания энергии электронного пучка, поглощенной в сжатом газе, оказывается для инертных газов очень высокой, $\approx 50\%$.

Добавление к сжатым инертным газам примесных молекул позволяет перевести значительную часть энергии, накопленной в электронном возбуждении

атомов и молекул инертных газов, молекулам примеси с последующим ее высвечиванием в УФ области спектра на электронных переходах примеси (см. рис. 2).

Таким образом, накачка конденсированных и сжатых газов электронным пучком практически сводится к тому, что до 50% энергии электронного пучка, поглощенного веществом, трансформируется в электронное возбуждение атомов и молекул рабочего вещества, и задача создания лазера с электронной накачкой требует решения двух проблем: 1) подбора состава рабочей смеси газов, в которой происходит передача возбуждения на желаемый верхний лазерный уровень; 2) создания электронной пушки, обеспечивающей необходимую удельную мощность возбуждения.

В первых экспериментальных работах, посвященных лазерам на конденсированном и сжатом ксеноне, была достигнута пороговая мощность на-

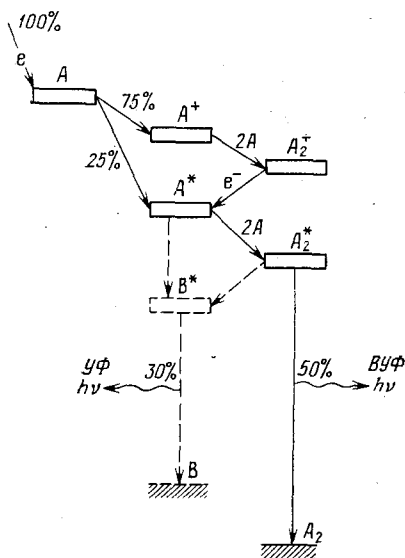


Рис. 2. Схема трансформации энергии электронного пучка при возбуждении конденсированных и сжатых инертных газов

качки и получена генерация на эксимерах Xe_2^* , благодаря разработке специально для этих экспериментов электронной пушки с холодным катодом. Пушка обеспечивала полный электронный ток ≈ 1 кА, энергию электронов до 1 МэВ, плотность тока до 300 А/см^2 при длительности импульса электронного тока $\approx 10 \text{ нс}$ ^{5, 6, 8, 15}. Электронный пучок вводился в сжатый газ через фольгу из ниобия толщиной 15 мкм (рис. 3). Применялись также фольги из Ti, Al, Be. В качестве катода в электронной пушке применялся как одноэлементный трубчатый катод из вольфрама (фольга, толщиной 50 мкм, свернутая в трубку диаметром 8 мм), так и многоэлементный трубчатый катод для получения протяженного ленточного электронного пучка. Близкие по параметрам электронные пучки использовались во многих последующих работах других авторов (см., например,¹⁶).

Применение электронных пучков для накачки сжатых газов оправдано для возбуждения электронных уровней атомов и молекул, в то время как прямая накачка заряженными частицами высокой энергии вращательно-колебательных уровней, предложенная в работе¹⁷, неэффективна ввиду почти резонансного характера сечения возбуждения колебаний, имеющего острый максимум в области низких энергий электронов $\approx 1\text{--}2$ эВ. Таким образом, при возбуждении вращательно-колебательных переходов электронным пучком значительная доля энергии электронного пучка расходуется бесполезно, и ожидаемый к. п. д. такого лазера (например, CO_2), по-видимому, не может быть более 1—2%. Важно также заметить, что наряду со снижением к. п. д. лазера на вращательно-колебательных переходах неизбежно снижается и удельная мощность генерации. Последнее обстоятельство связано с тем фактом, что в лазерах на вращательно-колебательных переходах тепловыделение в активной среде вызывает заселение нижнего лазерного уровня, и при превышении нагрева среды выше критического значения генерацию получить вообще невозможно.

Поскольку механизм генерации возбужденных атомов в сжатых газах при прохождении пучка электронов физически эквивалентен механизму, реализуемому при накачке и другими частицами высокой энергии: протонами, α -частицами, γ -квантами, продуктами деления ядер, — ядерные методы накачки могут быть практически полностью смоделированы на электронно-пучковых системах.

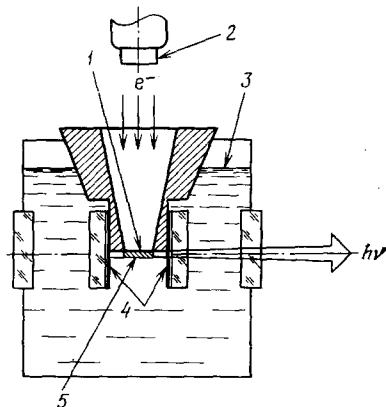


Рис. 3. Схема ввода электронного пучка в конденсированный газ⁶. 1 — Be-фольга; 2 — катод электронной пушки; 3 — уровень жидкого Xe; 4 — зеркала оптического резонатора; 5 — область возбуждения

2.2. Электроионизационный метод накачки лазеров на сжатых газах

Возбуждение электронных уровней атомов и молекул сжатого газа частицами высоких энергий происходит в «одноактном» процессе. Каждый акт ионизации или электронного возбуждения дает одну возбужденную частицу. Предложение многократного использования вторичных электронов для возбуждения лазерных рабочих уровней путем наложения на сжатый газ, возбуждаемый электронным пучком, внешнего электрического поля было высказано в 1970 г. в работе¹⁷, в которой в «импульсном газовом лазере со смешанным возбуждением» накачка газа производится одновременно электронным пучком и электрическим полем. Предлагаемый метод возбуждения принципиально позволяет поучать большие мощности излучения лазера благодаря

равномерному возбуждению при высоких давлениях больших объемов газа. Роль электронного пучка сводится фактически к созданию условий для бесстримерного развития разряда, энергия возбуждения поступает в основном из внешнего электрического поля».

Вторичные электроны, двигаясь под действием внешнего электрического поля через плотный газ, испытывают до 10^5 неупругих столкновений с частицами газа до момента своей гибели в результате рекомбинации или прилипания. В каждом акте соударения возможно возбуждение частиц газа, а потерянная при этом энергия возобновляется электрическим полем за время между столкновениями.

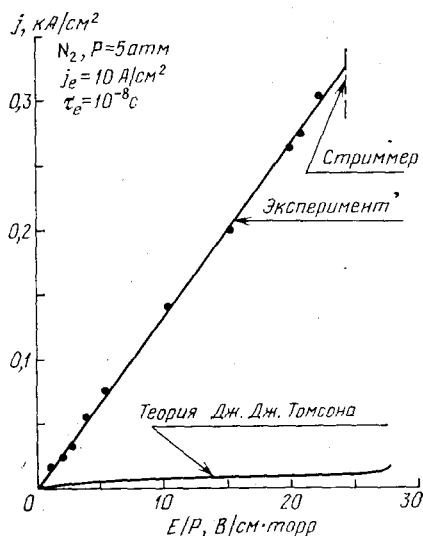


Рис. 4. Зависимость плотности тока разряда от напряженности поля в N_2 при давлении $P = 5$ атм при ионизации азота электронным пучком с энергией 700 кэВ, длительностью импульса $\approx 10^{-8}$ с и плотностью тока электронного пучка 10 A/cm^2 ¹⁴

промежутке, σ — электропроводность газа, созданная внешним электронным пучком. Величина σ с большой точностью описывалась выражением

$$\sigma = e \left(\frac{q}{b_e} \right)^{1/2} \frac{v_{др}}{E} \quad (6)$$

для электроположительного N_2 , где b_e — коэффициент рекомбинации, $v_{др}$ — скорость дрейфа электронов в азоте, а $q = \gamma \left(\frac{P}{P_0} \right) \frac{j_e}{e}$ — скорость рождения электрон-ионных пар под действием электронного пучка.

Противоречие эксперимента и теории протекания тока через ионизованный газ ^{19,20} состояло в том, что, в противоположность теории, в разряде ток не ограничивался внутренним полем плазмы ²⁶ и вместо ожидаемой в соответствии с теорией Дж. Дж. Томсона зависимости тока j от напряжения ^{6,19,20} $V = El$ такова:

$$j = \frac{qL(b_e\mu_1)^{1/2}}{2\pi^{1/2}\mu_e} \left\{ \left[1 + \frac{4\pi^{1/2}\mu_e e^2}{(q\mu_1)^{1/2}L^2b} V \right]^{1/2} - 1 \right\}; \quad (7)$$

здесь L — расстояние между электродами, b — коэффициент электрон-ионной рекомбинации, μ_1 , μ_e — подвижности ионов и электронов.

Наблюдался закон Ома и ток через ионизованный газ на два порядка превышал ток, предсказываемый теорией Дж. Дж. Томсона ^{6,19} (см. рис. 4).

Таким образом, схема комбинированного возбуждения лазера на сжатом газе (рис. 5), не отличающаяся практически ничем от схемы ионизационной камеры, позволяла вводить в рабочую среду громадную энергию $\approx 10^7 - 10^8$

Вт/см³, но уже не от электронного пучка, а от источника электрического напряжения. В этих экспериментах был обнаружен и исследован новый вид несамостоятельного разряда, получивший название электроионизационного разряда ^{6,10-14}.

Работе ⁵, посвященной лазерам на сжатых газах, предшествовали экспериментальные работы ^{30,31} по комбинированному возбуждению газовых лазеров в области давлений и объемов и соответственно параметра Pd , при котором шнурования самостоятельного тлеющего разряда не происходит и без включения пучка ионизирующих частиц.

Включение дополнительного источника ионизации ^{31,32} как увеличивало, так и уменьшало мощность генерации в зависимости от состава смеси $He : N_2 : CO_2$. Вольт-амперная характеристика разряда при этом качественно не отличалась от характеристики тлеющего разряда (рис. 6), хотя в ней совершенно отчетливо был замечен вклад несамостоятельного тока, возраставшего с ростом напряжения. Возможность продвижения в область высоких значений Pd при включении в самостоятельный тлеющий разряд дополнительного источника ионизации в виде внешнего электронного пучка, исследовалось в работе ³³, в которой было показано, что при переходе к высоким

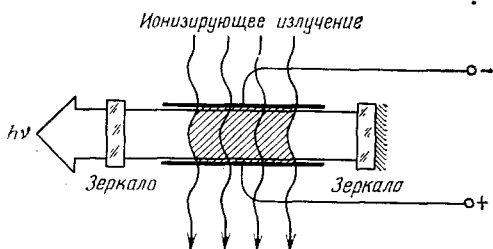


Рис. 5. Схема возбуждения электроионизационного лазера ¹¹

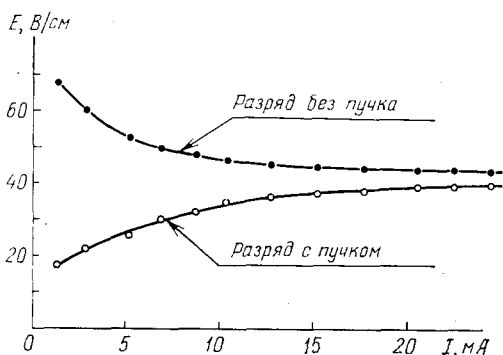


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики самостоятельного тлеющего разряда при включенном внешнем дополнительном ионизаторе (протонный пучок) и без ионизатора ³².

Давление газа $P = 6 - 8$ мм рт. ст., состав: $CO_2 : N_2 : He = 1 : 2 : 8$.

давлениям самостоятельный разряд с дополнительной ионизацией неизбежно шнуровался. Этот экспериментальный факт продемонстрировал чрезвычайно важную особенность электроионизационного разряда: его непременным условием существования при высоких давлениях $Pd > Pd_{крит}$ является отсутствие самостоятельного размножения электронов в электрическом поле, величина внешнего электрического поля должна быть ниже значения, при котором 1-й коэффициент Таунсенда $\alpha(E)$ размножения электронов в поле отличен от 0:

$$E < E_{крит}, \quad \alpha(E_{крит}) = 0. \quad (8)$$

Наконец, в теоретической работе А. В. Елецкого и Б. М. Смирнова ³⁴ для увеличения рабочего давления и объема CO_2 -импульсного лазера «предлагалось создавать свободные электроны независимым образом равномерно по объему» с помощью фотоионизации легко ионизируемой присадки в течение всего импульса электрического напряжения и, «действуя на электроны электрическим полем, возбуждать колебательные уровни молекулы». Авторы работы указывали, что для «работы лазера необходимо, чтобы расстояние между

электродами было достаточно велико. В противном случае за времена, меньшие времени импульса, внутреннее поле плазмы заэкранирует внешнее поле, что приводит к неравномерному использованию объема и резкому снижению выходной энергии лазера. Преодолеть эти трудности можно при использовании разряда переменного тока (подключив к разрядным пластинам индуктивность)».

Главной особенностью электроионизационного разряда, принципиально отличающей его от несамостоятельного разряда, развивающегося в ионизационных камерах, является требование значительно большей степени ионизации газа. При высокой степени ионизации газа $n_e/N > 10^{-8}$ (здесь N — концентрация молекул) электрическое поле в катодном слое значительно превышает критическое поле начала самостоятельной ионизации (рис. 7), толщина катодного слоя составляет величину $\approx 10^{-3} - 10^{-4}$ см, и в катодном слое идет самостоятельное размножение электронов до концентрации, при которой экранирующее влияние катодного пространственного заряда на внешнее поле компенсируется.

Таблица II

Катодное падение потенциала V_e , толщина прикатодного слоя пространственного заряда L_e , параметр $E(0)/P$ в катодном слое для азота при давлении 13 атм для различных значений параметра E/P в основном объеме

E/P , В/см·торр	$E(0)/P$, В/см·торр	L_e , см	V_e , В
$n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$			
5	20	$2 \cdot 10^{-1}$	25 000
$n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$			
5	79	$8,8 \cdot 10^{-3}$	3 500
10	92	$5,1 \cdot 10^{-3}$	2 330
20	107	$3 \cdot 10^{-3}$	1 610
$n_e = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$			
5	450	$2 \cdot 10^{-4}$	450
10	615	$1,4 \cdot 10^{-4}$	428
20	850	$0,9 \cdot 10^{-4}$	400

В табл. II приводятся результаты численного расчета катодного слоя и электрического поля в катодном слое для азота при давлении 13 атм ^{6,11-14}. Из таблицы видно, что при $n_e/N > 10^{-8}$ катодным падением потенциала $V_e = E(0) L_e$ можно пренебречь и проводимость разрядного промежутка полностью задается внешним ионизатором, несмотря на то, что электрическое поле в прикатодной области $E(0)$ во много раз превышает поле в основном объеме газа $E = V/L$, где V — напряжение на разрядном промежутке, а L — расстояние между электродами.

Согласно работе ¹¹ «в условиях малой длительности импульса ионизации ($\tau \approx 10^{-8}$ с) энергия пучка, затраченная на ионизацию газа, составляла 1% энергии электрического возбуждения. С удлинением импульса ионизации и соответственно времени возбуждения энергия, идущая на ионизацию газа, уменьшается и при длительности импульса ионизации $\approx 10^{-5}$ с составляет 10^{-3} от величины электрической энергии. Расчеты показывают, что при переходе к очень длинным импульсам или к непрерывному режиму доля энергии ионизации может быть уменьшена до 10^{-4} ».

Возможность снижения мощности ионизатора, в качестве которого предлагалось использовать ¹¹ «поток ионизирующих частиц, например электронов, γ -лучей или осколков деления», принципиально позволяет значительно

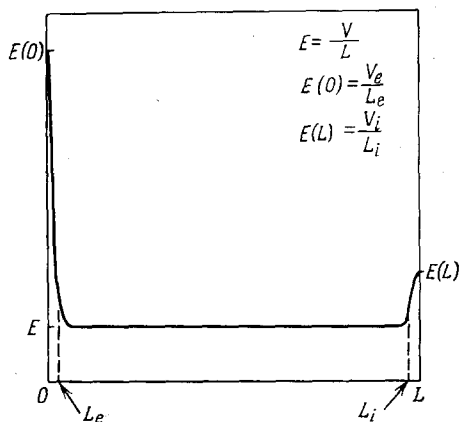


Рис. 7. Схема распределения напряженности поля в электроионизационном разряде

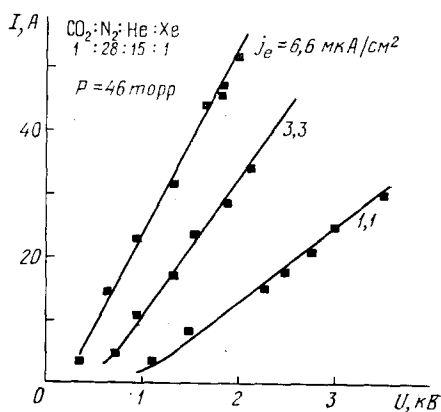


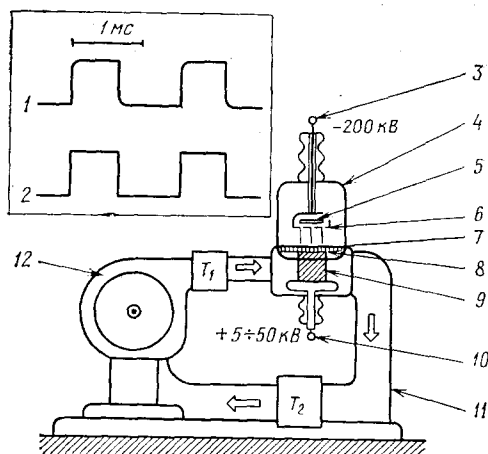
Рис. 8. Вольт-амперные характеристики стационарного электроионизационного разряда ¹³⁴.

Скорость прокачки газа $u = 90$ м/с, энергия электронов 190 кэВ, площадь электронного пучка 18×100 см² расстояние между электродами $L = 10$ см

поднять полный технический к. п. д. электроионизационного возбуждения, так как эффективность введения энергии в «омическую» активную среду при большой длительности возбуждения близка к 100%, а невысокая эффективность генерации ионизирующего излучения (обычно эта величина всегда

Рис. 9. Схема электроионизационной лазерной установки с триодной электронной пушкой ^{25, 27}.

Характерная осциллограмма тока разряда (1) и тока электронного пучка (2) в импульсно-периодическом режиме. Амплитуда тока разряда ~ 30 А, тока электронного пучка ~ 20 мА. 3 — ускоряющее напряжение; 4 — электронная пушка; 5 — катод; 6 — управляющая сетка; 7 — решетка; 8 — фольга; 9 — область разряда; 10 — напряжение питания разряда; 11 — контур прокачки; 12 — компрессор. T_1 , T_2 — теплообменники



меньше 10%) не оказывает влияния на полный к. п. д. из-за малого вклада ионизатора в полный энергетический баланс установки.

Действительно, в непрерывном электроионизационном CO₂-лазере на ионизацию среды расходуется мощность менее 100 Вт при полной мощности электрической накачки ≈ 100 кВт ²¹ (рис. 8), и с помощью тока электронного пучка $j_e \approx 10^{-3}$ А возбуждается 15 А тока объемного электроионизационного разряда.

Теоретически и экспериментально электроионизационный разряд исследован в импульсном^{11-14,22}, импульсно-периодическом²³⁻²⁵ и непрерывном режимах^{21,23-25}, с ионизацией среды электронным пучком и с ионизацией продуктами ядерных реакций^{28,29}. На рис. 9 показана схема электроионизационной установки, работающей в непрерывном и импульсно-периодическом режимах²³⁻²⁵. Эта установка используется для генерации мощного лазерного излучения на вращательно-колебательных переходах молекул CO и CO_2 . В отличие от электронного пучка, в котором электроны, приобретая

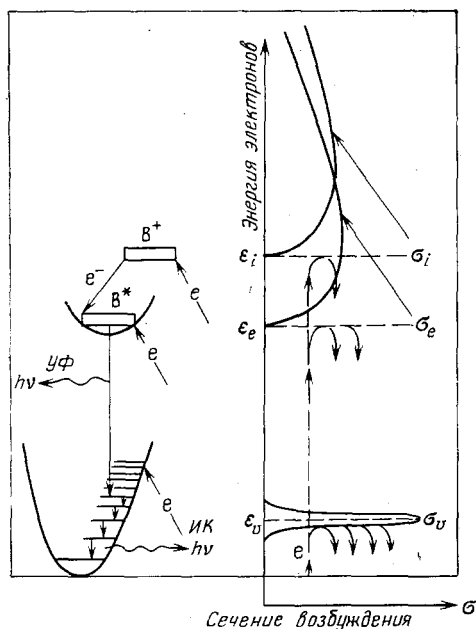


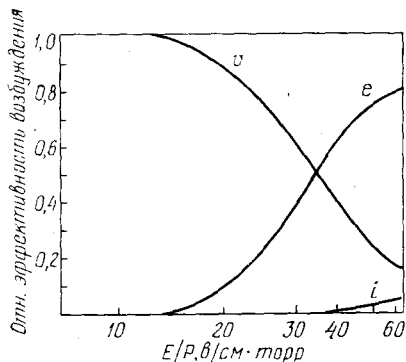
Рис. 10. Схема возбуждения электронных и колебательных уровней молекул в электроионизационном разряде

ϵ_v — энергия максимума сечения возбуждения колебаний молекулы N_2 , ϵ_e — энергия нижних электронных уровней, ϵ_i — энергия ионизации, B^* — электронновозбужденные молекулы; B^+ — ионизованные молекулы; σ_v , σ_e , σ_i сечения возбуждения колебаний, электронных уровней и сечение ионизации соответственно

энергию в электронном ускорителе, в рабочей среде лазера ее теряют, в электроионизационном разряде электроны, набирая энергию от электрического поля, непосредственно в рабочей среде, осуществляют при столкновениях возбуждение атомов и молекул. В электроионизационном разряде, в противоположность возбуждению электронами высокой энергии, в первую очередь возбуждаются низко расположенные уровни энергии. В атомарных газах (He , Ne , Ar , Kr , Xe) возбуждаются нижние электронные уровни, а в молекулярных газах — колебательные уровни энергии (рис. 10). Так как в электроионизационном разряде можно произвольно изменять параметр E/P от 0 до электрического искрового пробоя рабочей среды (в последнем случае коэффициент Таунсенда $\alpha(E) > 0$), а каждому значению параметра E/P ¹⁹ соответствует определенная средняя эффективная температура электронов, то тем самым можно подобрать условия, в которых с максимальной эффективностью возбуждаются те или иные уровни энергии рабочего вещества^{6,11-14}. При возбуждении молекулярных газов, таких, как CO_2 , CO , N_2 , у которых максимум сечения возбуждения колебаний молекул $\sigma_v = 10^{-15} \text{ см}^2$ расположен в области 1—2 эВ и величина сечения резко падает при увеличении и уменьшении энергии электронов, электроны практически не проникают за энергетический барьер колебательных уровней. При этом до 98% энергии (рис. 11) при неупругих столкновениях электронов с молекулами расходуется на возбуждение колебаний, электронные уровни практически не возбуждаются и акты самостоятельной ионизации в электрическом поле отсутствуют. В такой ситуации разряд устойчив до давлений $\approx 100 \text{ атм}$ ^{6,12} и объемов в сотни литров³⁵.

При возбуждении электронных уровней электроионизационным разрядом, например, в эксимерных лазерных средах ^{6,11} средняя энергия электронов существенно выше, чем в CO — CO₂-лазерах, и роль ионизирующих столкновений становится весьма значительной. В этих условиях приходится резко увеличивать степень внешней ионизации среды, и доля энергии, идущая на ионизацию среды, составляет значительную часть полной энергии

Рис. 11. Относительная эффективность возбуждения молекулы азота N₂ в электрическом разряде для различных значений параметра E/P ¹⁴. v — относительная доля энергии электронов, идущая на возбуждение колебаний при неупругих столкновениях электронов с молекулой; e — доля энергии, передаваемая электронным уровням; i — доля энергии, идущая на ионизацию молекул



накачки (до 30 %) ^{6,36,37}. Снижение мощности внешнего ионизатора при электроионизационной накачке лазеров на электронных переходах сжатых газов позволяет значительно упростить ускорительную часть установок, снизить тепловую нагрузку на фольгу.

3. ЭКСИМЕРНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Наиболее мощными и эффективными источниками когерентного излучения в ультрафиолетовой и вакуумной ультрафиолетовой областях спектра являются в настоящее время эксимерные лазеры.

Рабочей средой эксимерных лазеров служит смесь газов высокого давления (как правило, давление выше 1 атм) с обязательным присутствием в смеси в качестве основного компонента (более 90 % по объему) атомов инертных газов *). Атомы инертных газов обладают замкнутыми электронными оболочками и поэтому не образуют молекул в основном электронном состоянии. Однако в возбужденном электронном состоянии образуется прочная химическая связь с величиной потенциала связи от 0,5 до 2 эВ, и такая молекула, устойчивая в возбужденном электронном состоянии и неустойчивая в основном, называется эксимерной молекулой. Эксимерные молекулы обладают рядом уникальных свойств: чрезвычайно высоким квантовым к. п. д. люминесценции 50—70 %, отсутствием поглощения собственного излучения на длине волны люминесценции, большой величиной энергии кванта излучения, способностью сохранять излучающие свойства до очень высоких (десятки атмосфер) давлений рабочей среды, возможностью реализации четырехуровневой лазерной схемы. Эти свойства эксимерных лазерных сред позволили создать целый класс мощных лазеров ультрафиолетового и вакуумного ультрафиолетового диапазонов, обладающих к. п. д. $\approx 10\%$, и чрезвычайно высокой импульсной мощностью и энергией излучения. В режиме высокой частоты следования импульсов достигается и высокая средняя мощность излучения.

Впервые о принципиальной возможности создания лазеров на электронных переходах молекул из устойчивого возбужденного состояния в неустойчивое основное сообщил Ф. Г. Хоутерманс ³⁸ в 1960 г., подробно про-

*) Возможно создание эксимерных лазерных сред и без добавки инертных газов, например на основе эксимеров металлов Na₂, Hg₂ и др. Однако наиболее мощные эксимерные лазеры используют в качестве обязательного компонента инертные газы.

анализировавший лазер на связанно-свободных электронных переходах в молекуле водорода. В этой же статье Ф. Г. Хоутерманс в качестве перспективных лазерных сред предложил инертные газы. Работа³⁸, появившаяся еще до создания первых лазеров на рубине и гелий-неоне, на 10 лет предвосхитила запуск первого эксимерного лазера на димере ксенона⁶⁻⁸.

3.1. Эксимерные лазеры на димерах инертных газов

Принципиальная особенность инертных газов, отличающая их от других газообразных веществ, состоит в том, что инертные газы атомарны. По этой причине в инертных газах любые процессы электронного возбуждения и ионизации, сопровождаемые последующей релаксацией возбуждения, практически не имеют безызлучательных каналов релаксации, характерных для многих молекулярных газовых сред. Наиболее ярко это свойство инертных газов проявляется при высоких (более 1 атм) давлениях и в конденсированном состоянии, когда быстрая релаксация возбужденных электронных состояний молекул через процессы столкновительного обмена энергией и последующую колебательную релаксацию возбуждения приводит к ослаблению оптического излучения других молекулярных газовых сред.

Инертные газы являются наиболее эффективными источниками неравновесного оптического излучения в видимом, ультрафиолетовом и вакуумном ультрафиолетовом диапазонах длин волн.

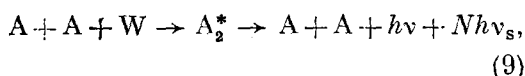
Инертные газы низкого давления ($P < 10^{-3}$ атм) характеризуются линейчатыми атомарными спектрами излучения, а при высоких давлениях (от 0,5 атм и выше) линейчатое излучение полностью исчезает (за исключением видимого и инфракрасного диапазонов) и появляется молекулярное ультрафиолетовое излучение эксимеров инертных газов. При повышении давления и в конденсированном состоянии инертные газы, как газовые люминофоры, сохраняют чрезвычайно высокую эффективность люминесценции в пределах 50—70%⁴³. Добавление молекулярных примесей к сжатым инертным газам полностью тушит люминесценцию эксимеров инертных газов⁶. При небольших концентрациях примесей, менее 1%, возбужденные инертные газы эффективно передают энергию возбуждения как молекулам примеси, так и короткоживущим производным молекулам, образующимся через возбужденные, химически активные состояния атомов инертного газа с участием атома молекулярной примеси, с последующей эффективной люминесценцией уже при распаде нового искусственно созданного эксимера. Излучение таких производных эксимеров из атомов инертных газов и атомов молекулярной примеси лежит в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. В эксимерных лазерных средах излучающей частицей является либо эксимер инертного газа, либо производные эксимеры, состоящие из атомов инертного газа и атомов молекулярной примеси. По существу, малая молекулярная добавка к сжатому инертному газу является эффективным внутренним преобразователем вакуумного ультрафиолетового излучения атомов и эксимеров инертных газов в ближнее ультрафиолетовое и видимое излучение производных эксимеров и молекул примеси.

В работе «О гелиевом континууме» И. Танака³⁹ впервые опубликовал схему оптических переходов в эксимерной молекуле He_2 из устойчивого возбужденного электронного состояния молекулы в отталкивательное основное состояние, с помощью которой он объяснил вакуумный ультрафиолетовый континуум из конденсированного разряда в гелии высокого давления. Чрезвычайно высокая ($> 50\%$) эффективность люминесценции сжатых инертных газов в вакуумной области (ВУФ) спектра, обусловленная излучением эксимеров инертных газов, возбужденных конденсированным разрядом или частицами высоких энергий⁴⁰ привела к широкому использованию инертных

газов в источниках излучения в ВУФ области спектра ^{41,42} и в качестве рабочей среды сцинтилляционных счетчиков заряженных частиц.

В 1966 г. Н. Г. Басов ³ предложил в качестве рабочего вещества для лазеров с электронной накачкой в ультрафиолетовой области спектра инертные газы. В 1967 г. А. Г. Молчановым, И. А. Полуэктовым, Ю. М. Поповым были сформулированы пороговые условия генерации в лазерах на кристаллах инертных газов ⁴⁴. Экспериментальные исследования люминесценции инертных газов в газообразном, жидком и твердом состояниях ^{4,5,6,45-47} при накачке мощным электронным пучком, выполненные в ФИАН, показали, что в «сжатых и конденсированных инертных газах Хе, Кг, Аг и их смесях» излучение инертных газов, независимо от их агрегатного состояния, происходит посредством образования и последующего излучательного распада двухатомных эксимерных молекул ^{6,8,45-47}.

Обобщенная схема процесса образования и излучательного распада эксимерной молекулы была опубликована в работах ^{8,46}:



где A — атом в основном электронном состоянии, W — энергия возбуждения, A_2^* — возбужденная двухатомная молекула (эксимер), $h\nu$ — энергия излучаемого фотона, $Nh\nu_s$ — энергия поступательного движения расталкивающих атомов в основном электронном состоянии.

Соответствующая схема лазерных оптических переходов в эксимерной молекуле была впервые опубликована в 1970 г. в работах Н. Г. Басова и др. ^{8,46,47} (рис. 12). Рассмотрим некоторые принципиальные особенности этой схемы.

Возможность реализации четырехуровневой лазерной схемы в лазерах на конденсированных инертных газах была впервые рассмотрена в 1969 г. в работе ⁴⁵.

Для четырехуровневой лазерной схемы коэффициент усиления был записан в соответствии с работами ^{5,8,45} в виде

$$\alpha = \frac{1}{8\pi} \frac{\lambda^2 W_3^R}{\Delta\nu} N_c, \quad (10)$$

где λ — длина волны излучения, $W_3^R = 1/\tau_{сп}$ — вероятность излучательного спонтанного перехода, $\Delta\nu$ — ширина линии излучения, N_c — концентрация частиц в возбужденном состоянии. Условие достижения порога генерации в оптическом резонаторе Фабри — Перо с коэффициентом отражения зеркал R_1 и R_2 , длиной активной области L и величиной нерезонансных потерь на длине волны генерации K

$$R_1 R_2 \exp [2(\alpha - K)L] = 1 \quad (11)$$

позволило определить минимальную концентрацию возбужденных частиц N_c , которая оказалась $N_c \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, и пороговую плотность электронного пучка, создающего указанную концентрацию возбужденных частиц. Величина пороговой плотности тока, в предположении, что нерезонансные потери K

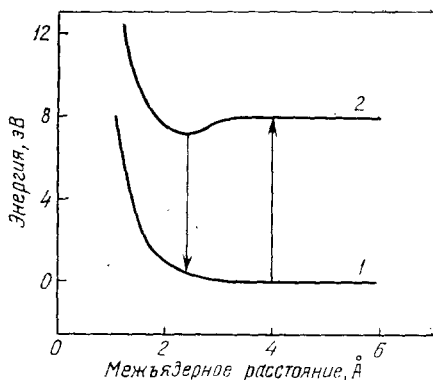


Рис. 12. Схема оптических переходов в эксимерной молекуле Xe_2^* .
1 — основное состояние; 2 — возбужденное состояние

определяются фотоионизацией возбужденного уровня, оказалась равной $j_{\text{пор}} \approx 20 \text{ А/см}^2$.

Первые успешные эксперименты, продемонстрировавшие сужение линии люминесценции, появление направленности излучения при превышении пороговой плотности электронного пучка, были опубликованы в работе⁵. Эксперименты проводились на установке, схема которой показана на рис. 3. В качестве рабочего вещества использовался жидкий ксенон.

Генерация на эксимере Xe_2^* (см. рис. 12) была получена в 1970 г. на установке, показанной на рис. 13^{6,9}.

«Оптическая ячейка, в которой конденсировался жидкий ксенон, была изготовлена из нержавеющей стали. Охлаждение ее производилось через

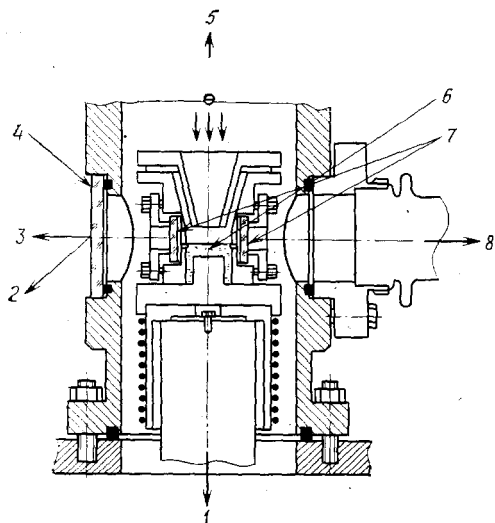


Рис. 13. Схема экспериментальной установки, на которой была получена генерация в жидком и газообразном ксенонах на эксимерах Xe_2^* .

1 — криостат; 2 — фотокамера; 3 — фотодиод; 4 — люминесцентный экран; 5 — электронная пушка; 6 — жидкий ксенон; 7 — зеркало; 8 — вакуумный спектрометр

записи спектров, производилась регистрация излучения с помощью вакуумного фотодиода с высоким временным разрешением и фотографирование люминесцентного экрана, на который проектировалось излучение из оптической ячейки. Форма и длительность импульса излучения соответствовали форме и длительности импульса электронного тока.

При плотностях тока, превышавших 100 А/см^2 , на люминесцентном экране появлялось светлое пятно, а в спектрах излучения наблюдалось резкое сужение линии люминесценции на длине волны 1760 Å , что свидетельствовало о возникновении вынужденного излучения. Размер пятна на люминесцентном экране, расположенном на расстоянии 40 мм от зеркала ячейки, позволил оценить расходимость излучения, которая составила 7° . Эта величина значительно превышает расчетную дифракционную расходимость, что, по-видимому, связано с многомодовым характером излучения и неоднородностью возбуждения жидкого ксенона электронным пучком.

Зависимость интенсивности излучения линии 1760 Å от плотности тока позволяет оценить пороговую плотность тока ($\approx 30\text{—}50 \text{ А/см}^2$).

На рис. 14 показаны: фотография свечения люминесцентного экрана под действием ВУФ излучения лазера на жидком ксенона (а), свечение тон-

медный хладопровод, проходящий через центральную часть ячейки (см. рис. 13). Хладопровод охлаждался жидким азотом в криостате, расположенном под ячейкой. В качестве зеркал применялись полупрозрачные алюминиевые зеркала, напыленные на подложку из фтористого лития. Сразу же после напыления алюминия зеркало покрывалось защитным слоем фтористого магния. Пропускание зеркала на длине волны 1700 Å составляло $1\text{—}2\%$, коэффициент отражения $50\text{—}60\%$. Таким образом, эквивалентный коэффициент поглощения, вносимый зеркалами в резонатор, составлял $0,5 \text{ см}^{-1}$, и при коэффициенте усиления $\approx 1 \text{ см}^{-1}$ следовало ожидать генерации.

Регистрация излучения осуществлялась с помощью вакуумного спектрометра, построенного по схеме Сейя — Намиока, с решеткой 1200 штрих/мм и фотоумножителем, входное окно которого покрывалось салициловокислым натрием. Кроме

кого слоя жидкого ксенона под действием пучка электронов (б) и фотография выходного зеркала, резонатора лазера на жидком ксеноне, выгоревшего в области лазерного луча (е).

На рис. 15 показаны: спектр спонтанного (широкая полоса 1) и лазерного излучения (узкая линия 2) лазера на эксимерах Xe_2^* . Интенсивность лазерной линии уменьшена в 500 раз.

В экспериментах с жидким ксеноном наблюдалась также генерация и из охлажденного до 165 К газа при давлении 2—3 атм, расположенного над

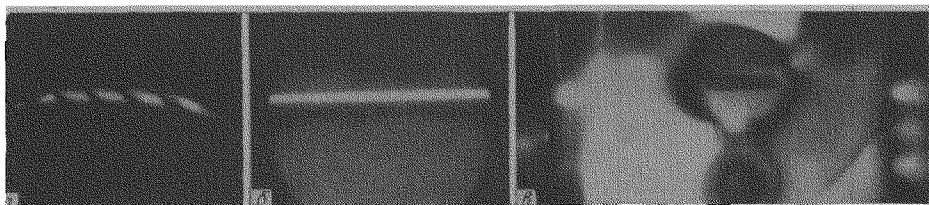


Рис. 14. Фотографии свечения люминесцентного экрана под лучом лазера на жидком ксеноне (а), свечения тонкого слоя жидкого ксенона под действием электронного пучка (б) и зеркала резонатора лазера, сгоревшего под действием лазерного излучения (е) ⁶

поверхностью жидкости ^{6, 95, 111}. Лучевая прочность зеркал из напыленного алюминия была недостаточно высокой, поэтому генерацию удавалось наблюдать лишь при небольшом превышении над порогом — в противном случае зеркала выгорали после первого же импульса генерации. Была достигнута полная энергия генерации 0,2 Дж, что соответствует плотности энергии в газе $\approx 0,07 \text{ Дж/см}^3$, в жидкости до 10 Дж/см^3 .

Так как при низких температурах репульсивное нижнее лазерное состояние эксимера Xe_2^* практически не заселено, инверсия населенности может

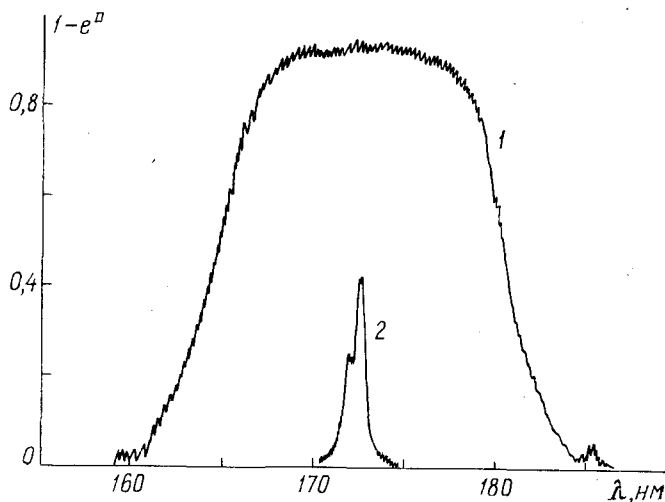


Рис. 15. Спектры спонтанного и лазерного излучения эксимерного лазера на молекуле Xe_2^* ³⁶. Интенсивность лазерной линии уменьшена в 500 раз. D — степень почернения пленки

быть достигнута при весьма низкой плотности накачки. Поэтому представляется перспективным создание квазинепрерывного лазера на охлажденных или сжиженных инертных газах с длительностью импульса генерации до десятков мкс ⁶ с накачкой как электронным пучком, так и рентгеновским излучением, позволяющим возбудить значительно большие объемы рабочего вещества.

Большая скорость передачи возбуждения от легких инертных газов к тяжелым, в том числе и в жидком состоянии ^{6, 45}, облегчает переход к длинным

импульсам возбуждения для двухкомпонентных смесей. Высокая эффективность катодolumинесценции (до 50%) сжатых и сжиженных инертных газов позволяет использовать их в качестве некогерентного, но достаточно узкополосного источника излучения как для накачки других лазеров, например на фотодиссоциации молекул XeF_2 ⁴⁸, так и в качестве ВУФ лампы для целей фотохимии и других промышленных применений.

В заключение данного раздела приведем схему трансформации энергии в смеси сжатых Ar и Xe , возбуждаемой электронным пучком (рис. 16) в

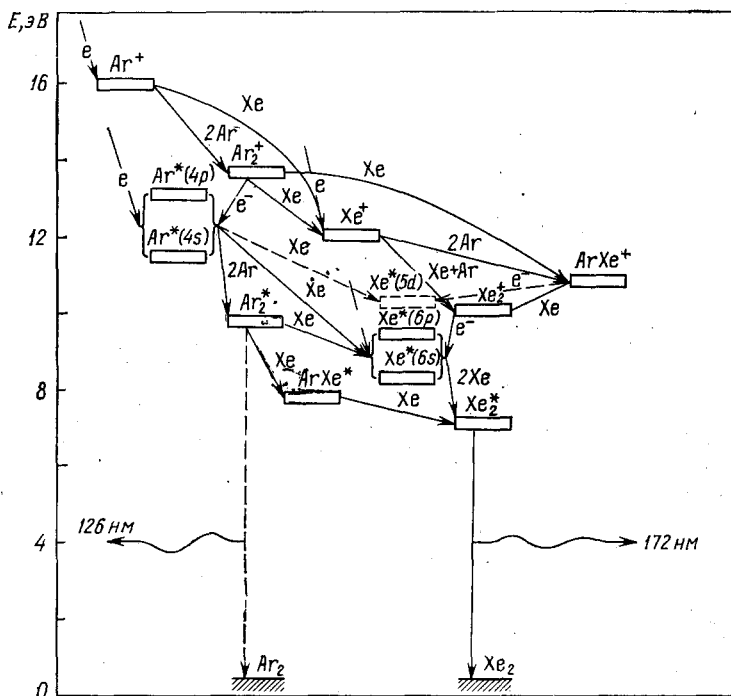
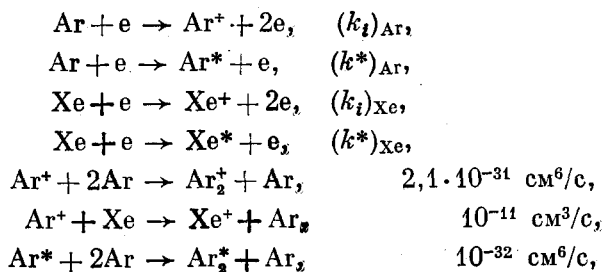
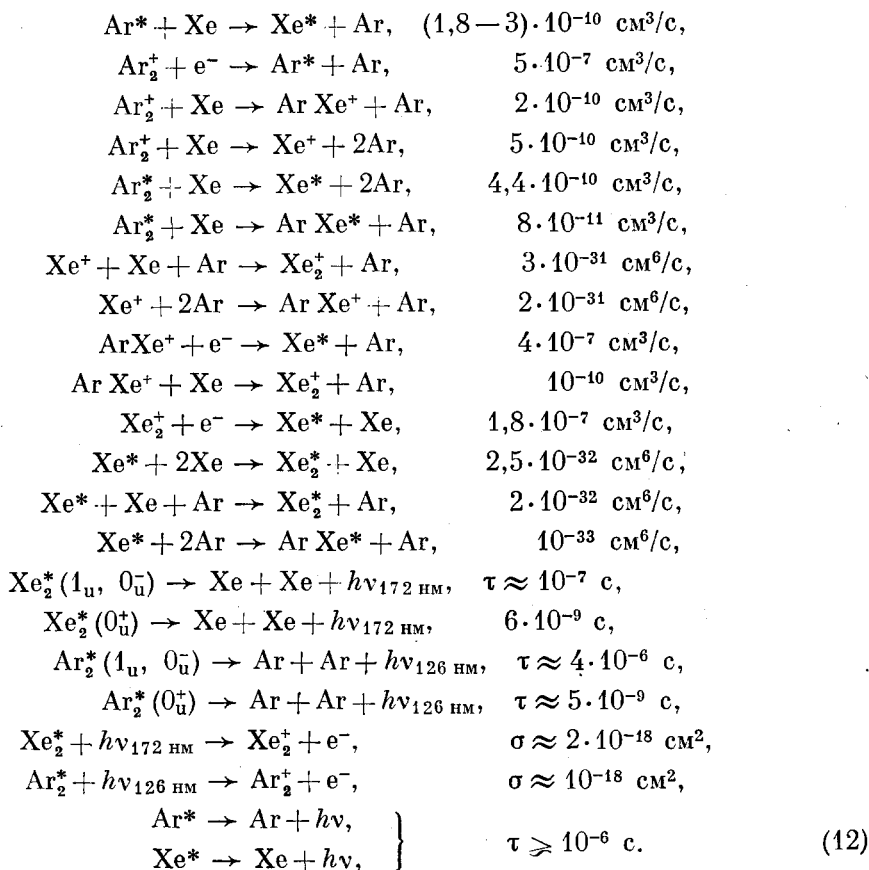


Рис. 16. Схема кинетических процессов в лазере на эксимере Xe_2^* при возбуждении смеси $\text{Ar} : \text{Xe}$ электронным пучком

соответствии с современными представлениями, сложившимися в результате работ^{6, 49-60}.

Лазер на эксимерах Xe_2^* при накачке сжатого ксенона электронным пучком был запущен в США через два года после публикации советских работ⁵⁻⁸ практически одновременно в целом ряде лабораторий⁵⁴⁻⁶⁰. В результате этих исследований, а также работ⁵⁻⁸ и классической работы Р. Малликена⁶⁴ схема кинетических процессов в эксимерном лазере на сжатом ксеноне выглядит в виде следующей цепочки реакций (12)^{16, 50-53, 61, 63, 78}:

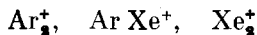




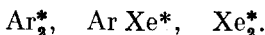
Начальную ступень возбуждения лазера на смеси Xe : Ar определяют четыре первые реакции ионизации и возбуждения атомов Ar и Xe пучком ускоренных электронов. В соответствии с формулой (3) величина

$$(k_1)_{\text{Ar}} = \frac{1}{w_e} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Ar}} \frac{j_e}{e} \quad (13)$$

определяет скорость основного канала, по которому поступает энергия от внешнего электронного пучка в газовую среду. Величина $k^* \approx k_1/3$ и в целом более 50% энергии электронного пучка преобразуется в энергию возбужденных атомов Ar^* и Xe^* . Наиболее характерными процессами, определяющими главную, принципиальную особенность схемы возбуждения эксимерного лазера на Xe_2^* и вообще всех других эксимерных лазеров, в которых, как правило, основным компонентом используется сжатый аргон, являются процессы тройных столкновений, формирующие ионные молекулы



и эксимерные молекулы



Эффективность передачи энергии от возбужденных атомов Ar^* , Xe^* и молекул Ar_2^+ , Ar_2^* , Ar Xe^+ , Ar Xe^* молекуле эксимера Xe_2^* настолько высока, что излучение молекул Xe_2^* на длине волны $\lambda = 173 \text{ нм}$ при возбуждении электронным пучком смеси Xe : Ar происходит с эффективностью, близкой к квантовой эффективности самой эксимерной схемы (см. рис. 12). Как было показано в работах ^{6, 45-47}, около 50% энергии электронного пучка преобразуется в спонтанное излучение молекул Xe_2^* .

При электроионизационном возбуждении эксимерных лазеров на сжатых инертных газах и их смесях, впервые предложенном в работах ^{6, 11-14} и осуществленном в работе ³⁶, используется то обстоятельство (см. рис. 10), что в инертных газах нет энергетического барьера колебательных уровней (ϵ_v), затрудняющего накачку электронных уровней (ϵ_e) электронами, ускоряющимися во внешнем электрическом поле электроионизационного разряда.

Однако значительное проникновение «горячих» электронов в область ионизации атомов и эксимеров (ϵ_i) резко снижает стабильность электроионизационного разряда; в результате возникает необходимость увеличения интенсивности электронного пучка, что приводит к весьма значительной доле его вклада (до 30%) в общий баланс энергии накачки.

В зависимости от длины активной среды, как при чисто пучковой накачке, так и при электроионизационной, существует минимально допустимая мощность возбуждения, при которой достигается генерация. Для того чтобы выполнить условие $\alpha L \approx 1$, означающее, что коэффициент пропускания выходного зеркала $T \approx 60\%$, для достижения генерации в ксеноновом лазере в соответствии с формулами (4), (10) при различной длительности накачки требуются мощности возбуждения, приведенные в табл. III.

Таблица III

Соотношение между мощностью накачки, коэффициентом усиления и длиной активной среды для лазера на димерах Xe_2^*

Длительность накачки, с	Длина активной среды, см	Удельная мощность накачки, Вт/см ³	Коэффициент усиления, см ⁻¹	Плотность тока электронов, А/см ²	Концентрация эксимеров, см ⁻³
10^{-8}	10	10^7	10^{-1}	10^3	10^{16}
10^{-7}	10^2	10^6	10^{-2}	10^2	10^{15}
10^{-6}	10^3	10^5	10^{-3}	10	10^{14}

Уменьшение стационарной концентрации эксимеров при увеличении длины активной среды позволяет снизить потери на фотоионизацию эксимеров собственным излучением, которая является одним из самых мощных вредных процессов, затрудняющих достижение высокого к.п.д. лазера, приближающегося к эффективности люминесценции ($\approx 50\%$).

Однако увеличение длины лазера резко повышает требования к чистоте исходных рабочих газов: содержание примесей молекулярных газов, таких, как N_2 , O_2 , H_2O и др., в этом случае должно быть снижено до значений $\approx 10^{-5}$ — $10^{-6}\%$ ⁶. Одним из наиболее простых способов практической реализации квазинепрерывного эксимерного лазера на димерах Xe_2^* является применение электроионизационной накачки смеси $\text{Xe} : \text{Ar}$ при длительности возбуждения $\approx (2-3) \cdot 10^{-6}$ с, рассмотренное в работе ⁶.

Наконец, при электроионизационной накачке эксимерных лазерных сред вредный процесс фотоионизации эксимеров собственным излучением может быть использован для снижения плотности тока электронного пучка ^{65, 66}. Если за время жизни в электроионизационном разряде электрон возбудит столько атомов и молекул, что при их фотоионизации квантами лазерного излучения появится не менее одного электрона, то разряд, возбуждающий лазер, сможет поддерживаться и без внешнего источника ионизации и без самостоятельной ионизации активной среды электронами разряда. Этот эффект должен играть значительную роль в эксимерных лазерах с большой длиной активной среды, большой длительностью возбуждения и малой интенсивностью внешнего ионизатора.

3.2. Экимерные лазеры на галогенидах инертных газов

Поиск новых экимерных лазерных сред на производных эксимерах, получаемых путем добавления к сжатым инертным газам небольших количеств молекулярной примеси, привел к открытию нового класса димеров RX^* , в которых R-атом благородного газа, а X — атом галогена⁶⁷⁻⁷⁷. Излучение этих молекул обусловлено переходом из связанного возбужденного состояния молекулы RX^* на репульсивное или слабо связанное основное состояние, которое образуется из комбинации атома инертного газа в состоянии 1S_0 и атома галогена в состояниях $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$. О первом лазере такого типа (генерация была получена при возбуждении электронным пучком смеси

Таблица IV

Длины волн генерации и излучательное время жизни экимерных молекул галогенидов инертных атомов

Экимер	Длина волны генерации, нм	Излучательное время жизни, нс	Экимер	Длина волны генерации, нм	Излучательное время жизни, нс
Ar [*]	126	5	XeF [*] (B → X)	351	16
Kr [*]	147	6	XeF [*] (C → A)	510	100
Xe [*]	172	6	XeO [*]	540	200
ArF [*]	193	4	KrO [*]	558	1000
KrCl [*]	222	19	Ar ₂ F [*]	290	180
KrF [*]	248	8	Kr ₂ F [*]	420	170
XeBr [*]	282	15	Xe ₂ F [*]	550	150
XeCl [*]	308	11	HgBr [*]	510	24

Xe : Br₂) сообщалось в работе⁷³. Впоследствии генерация была получена еще на целом ряде смесей благородных газов с галогенами⁷⁴⁻⁷⁷. В табл. IV приводятся длины волн генерации основных экимерных лазеров.

Подробные сведения о перечисленных экимерных молекулах и лазерах на их основе можно найти в обзорах^{16,52,61,78}.

Наибольшие мощность и энергия генерации (более 1 кДж) к настоящему времени получены на эксимерах KrF^{*}, XeF^{*}^{79,80}. При исследовании лазеров на эксимерах KrF^{*} и XeF^{*}, выполненных в 1975—1978 гг. в ФИАН⁸¹⁻⁸⁴ и независимо в работах⁸⁵⁻⁸⁹ в США, были экспериментально обнаружены тройные эксимеры Kr₂F, Xe₂F. В работах^{83,84} при возбуждении электронным пучком смесей Ar : F₂, Ar : Kr : F₂, Kr : Xe : F₂ в широком интервале давлений (0,5—20 атм) и температур (150—500 К) было показано, что при изменении в указанных пределах давления и температуры происходит существенное перераспределение энергии между двух- и трехатомными эксимерами. Эти исследования позволили определить оптимальные условия для возбуждения генерации на эксимерах KrF и XeF с максимальным к.п.д.: оптимальная температура $T_{\text{опт}} \approx 400$ К, а интервал оптимальных давлений $P_{\text{опт}} = 1,5-3$ атм.

При температурах $T < 400$ К и давлениях $P > 3$ атм эффективность генерации на двойных эксимерах падает и происходит перераспределение энергии на каналы с образованием тройных эксимеров.

Эффективность генерации на тройных эксимерах, однако, невысока, так как при высоких давлениях велико поглощение излучения тройных эксимеров ионами F⁻, F₂⁻, R₂⁺, молекулами F₂, R₂^{*}, а широкие полосы усиления на тройных эксимерах и малое сечение индуцированного перехода (см. табл. IV) не позволяют получить достаточно высокие значения коэффициента усиления.

В результате открытия тройных эксимеров ^{83,89} и исследований кинетики генерации в смесях инертных газов с галогенами, выполненных в работах ⁸²⁻⁹⁰, кинетическая схема генерации в наиболее эффективном эксимерном

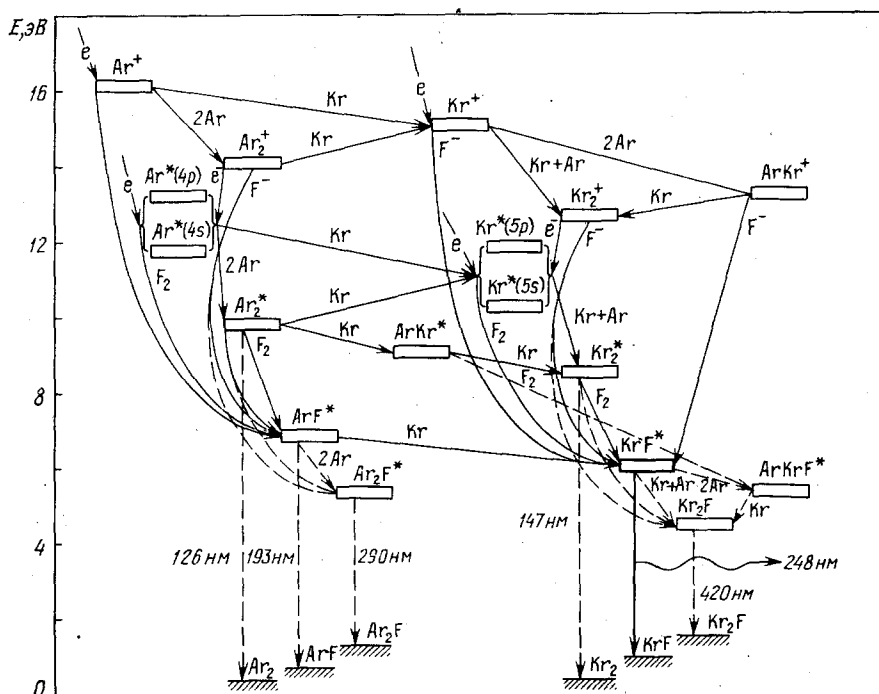
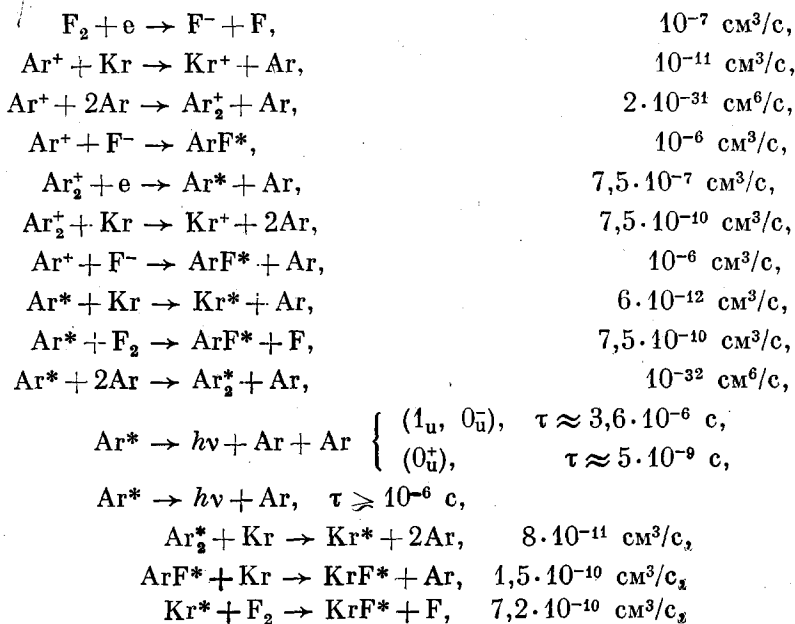
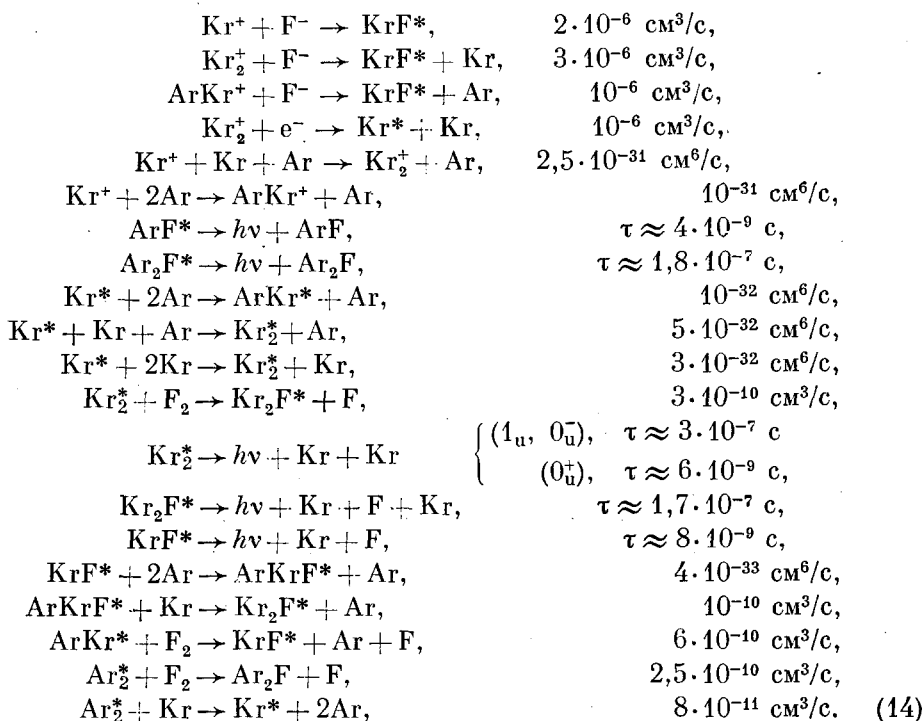


Рис. 17. Схема кинетических процессов в лазере на эксимер KrF при возбуждении смеси Ar : Kr : F₂ электронным пучком

лазере на молекуле KrF может быть записана в виде цепочки реакций (14) (рис. 17):





Наиболее характерной чертой кинетики образования эксимеров KrF^* , как и в случае лазера на эксимерах Xe_2^* (см. рис. 16), является определяющая роль тройных столкновений с участием атомов и ионов инертных газов, составляющих основную часть лазерной смеси. Состав лазерной смеси для KrF^* -лазера, типичный и для других галогенидов инертных газов, при котором достигаются максимальный к.п.д. $\approx 15\%$ ⁹⁰ и энергия генерации, определяется соотношением

$$\text{Ar} : \text{Kr} : \text{NF}_3 = 1000 : 100 : 1 \quad (15)$$

при общем давлении ≈ 2 атм.

Таким образом, концентрация галогенсодержащих молекул, поставляющих атом галогена для образования смешанного эксимера, оказывается для оптимальных смесей $\approx 0,1\%$. Как было показано в работах^{49-50, 81-89}, для лазеров на галогенидах инертных газов область оптимальных давлений рабочей среды 1,5—3 атм определяется конкуренцией двух процессов. При низких давлениях не работает механизм тройных столкновений, поставляющий энергию возбуждения и собственно создающий эксимеры RX^* , а при давлениях больших 3—5 атм, особенно в лазерах большого объема и при большой удельной мощности накачки начинает сказываться в дополнение к тушащим тройным столкновениям с образованием тройных эксимеров поглощение собственного лазерного излучения возбужденными и невозбужденными частицами.

Приведем табл. V сечений фотопоглощения в плазме галогенидов инертных газов RX согласно работе¹⁶.

Паразитное поглощение в плазме эксимерных лазеров вынуждает сильно разбавлять рабочие газы (RX) легким буферным газом, как правило, аргоном, и снижать удельную мощность возбуждения лазера. Минимальная мощность накачки, необходимая для достижения заданного значения усиления α определяется выражением

$$P_{\min} = \frac{\alpha w_e^*}{\eta \sigma_s \tau}, \quad (16)$$

Таблица V

Сечение фотопоглощения в плазме галогенидов инертных газов

RX	λ , нм	$\sigma(X_2)$, см ²	$\sigma(X^-)$, см ²	$\sigma(R^*)$, см ²	$\sigma(R_2^*)$, см ²
XeCl	308	$1,7 \cdot 10^{-19}$	$2,2 \cdot 10^{-17}$		$1,6 \cdot 10^{-17}$
XeF	351	$6,6 \cdot 10^{-21}$	$2 \cdot 10^{-18}$		$4,8 \cdot 10^{-17}$
KrF	248	$1,5 \cdot 10^{-20}$	$5,5 \cdot 10^{-18}$	$4 \cdot 10^{-18}$	$3 \cdot 10^{-18}$
ArF	193		$9,3 \cdot 10^{-18}$	$3 \cdot 10^{-18}$	$4 \cdot 10^{-18}$

где w_e^* — энергия, затрачиваемая на рождение одного исходного возбужденного атома инертного газа; η — доля атомов инертного газа, передающих энергию эксимеру RX^* (обычно $\eta \approx 0,5$); τ — излучательное время жизни эксимера RX^* ; σ_v — сечение вынужденного излучения. Типичные значения

$$\left. \begin{aligned} \sigma_v &\approx 10^{-16} \text{ см}^2 \quad (\text{случай KrF}^*), \\ \alpha &\approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}, \\ \frac{w_e^*}{\eta} &\approx 50 \text{ эВ}, \\ P_{\min} &\approx 10^5 \text{ Вт/см}^3. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Единственный радикальный путь снижения потерь на фотопоглощение — уменьшение мощности накачки и, как следствие, неизбежное уменьшение коэффициента усиления активной среды α , увеличение общей длины активной среды и увеличение длительности накачки до $\tau_n \approx 10^{-6}$ с, что означает переход к квазинепрерывному режиму. Расчеты, выполненные в ФИАН⁹¹, определяют оптимальные параметры одного модуля эксимерного усилителя для целей ЛТС на эксимере KrF* в следующем виде — табл. VI.

Таблица VI

Параметры оконечного усилителя на эксимерах

Апертура	$2 \times 2 \text{ м}^2$	Состав смеси Ar : Kr : F ₂	937 : 60 : 3
Длина активной среды	3 м	Давление	1 атм
Плотность выходной энергии	4 Дж/см ²	Коэффициент усиления по энергии	15—20
К.п.д.	10 %	Выходная энергия	150 кДж
Длительность накачки	$0,4 \cdot 10^{-6} \text{ с}$		

По-видимому, максимальная энергия, которую можно получить в одном модуле эксимерного лазера на KrF, ограничивается величиной ≈ 1 МДж. В данном обзоре мы не затрагиваем физики и техники возбуждения мало-мощных электроразрядных эксимерных лазеров (см. ^{16, 61, 62, 78}).

Применение электроионизационного метода накачки эксимеров позволяет в 3—4 раза снизить плотность электронного тока и значительно повысить надежность электронной пушки. При больших размерах активной области ($V = 10$ л и более) для увеличения эффективности использования электронного пучка и устранения вредного влияния собственного магнитного поля электронного пучка, необходимо наложение на активную среду внешнего магнитного поля ≈ 1 кГс. Наложение такого поля позволяет в три раза увеличить эффективность использования электронного пучка³⁷, а использование встречных электронных пучков во внешнем магнитном поле доводит эффективность поглощения электронного пучка активной средой до 90%.

Одной из важнейших технических проблем создания мощных эксимерных лазеров является проблема прочности разделительной фольги в элект-

ронных пушках⁹². Для круглого отверстия радиуса r , закрытого металлической фольгой со значением предела упругости материала фольги σ^* , модуля Юнга E и коэффициента Пуассона μ , предельное допустимое давление рабочего газа составит:

$$P^* = \frac{\sigma^*}{r} h \{6\sigma^* [E(1-\mu)^{-1}]\}, \quad (18)$$

где h — толщина фольги.

Предельное давление для характерных отверстий с $r = 0,25$ см составляет в случае алюминиевой фольги толщиной 50 мкм $P^* = 4,2$ атм, для титановой фольги толщиной 13 мкм $P^* = 16$ атм. В реальных условиях главным фактором, определяющим срок службы фольги, является не ее механическая

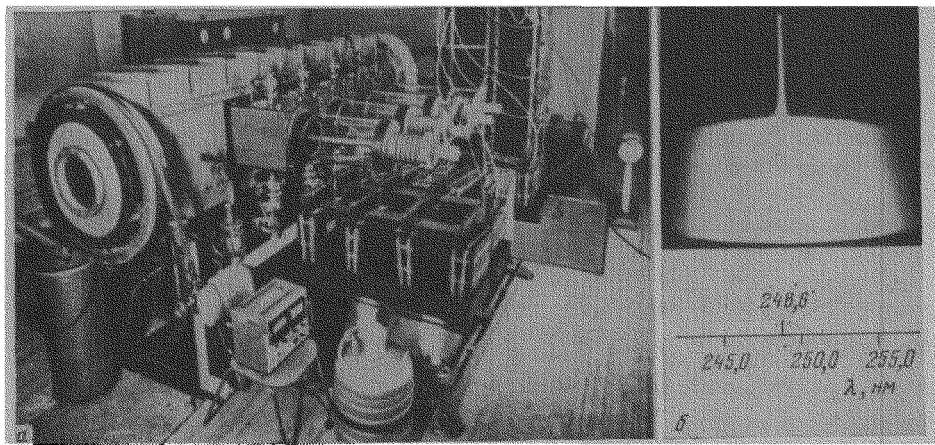


Рис. 18. *а* — Эксимерный лазер с модульными электронными пушками с объемом активной среды $V = 40$ л. *б* — Типичные спектры лазерного и спонтанного излучения лазера на KrF

прочность, а количество энергии электронного пучка, выделяющееся в фольге при прохождении импульса. Скорость потерь энергии электронным пучком при прохождении его через Al составляет величину ≈ 2 МэВ см²/г для электронов с энергией ≈ 250 кэВ¹⁶. Эта величина слабо зависит от энергии в интервале 0,4—1 МэВ. Импульсный нагрев фольги на 200 °С происходит для электронов с энергией ≈ 1 МэВ при потоке энергии ≈ 100 Дж/см² и не зависит от толщины фольги. При переходе от Al к Ti нагрев фольги увеличивается приблизительно в $\rho_{Ti}/\rho_{Al} \approx 1,7$ раза, однако тепловая стойкость Ti, т. е. предельная температура допустимого нагрева, значительно выше, поэтому поток энергии для титана может быть увеличен в несколько раз. Наилучшими характеристиками обладают фольги из бериллия ($\rho = 1,8$ г/см³ и $T_{пл} = 1278$ °С), однако высокая токсичность Ве затрудняет его массовое использование. Для моноимпульсных систем оправдана замена Al на металлизированные органические пленки типа каптон, майлар и др., обладающие плотностью $\rho \approx 1$ г/см³.

В качестве примера приведем фотографию электроионизационного эксимерного лазера с объемом активной среды $V = 40$ л, построенного в ФИАН⁹³, и типичный спектр спонтанного и лазерного излучения лазера на эксимерах KrF*⁸² (рис. 18).

В лазере, показанном на рис. 18, используются модульные электронные пушки с размером выходного окна 20×30 см². Для ионизации активной среды с длиной 200 см и шириной 20 см применяется шесть электронных пушек. Исследования кинетики генерации на эксимерах ArF, KrF, XeF, выпол-

ненные в ФИАН ^{82,84}, показали, что для двойных эксимеров галогенидов инертных газов оптимальная рабочая температура среды существенно выше комнатной ($T_{\text{опт}} \approx 400$ К).

Аналогичные исследования температурных режимов работы эксимерных лазеров на эксимерах ХеО ^{94,95} в зеленой области спектра на смесях Хе : О₂ с оптимальным соотношением компонентов 1000 : 1 показали, что при понижении температуры до 180 К эффективность люминесценции и к. п. д. генерации возрастают. Исследование кинетики образования эксимеров ХеО, выполненное в работах ^{94,95}, позволяет надеяться на получение генерации в жидком с примесью кислорода ($\approx 0,1\%$) в зеленой области спектра. В качестве источника накачки, так же как и в случае лазера, на эксимерах Хе, для достаточно длинной активной среды может быть использовано рентгеновское излучение.

В заключение данного раздела приведем табл. VII интерференционных зеркал, разработанных в ФИАН для эксимерных лазеров KrF* ⁹⁶.

Таблица VII

Параметры интерференционных зеркал для эксимерных лазеров на KrF* ($\lambda = 248$ нм) ⁹⁶

Система интерференционного зеркала	Коэффициент пропускания, %		Коэффициент отражения, %		Порог разрушения, МВт/см ²	
	При 25° С	После отжига при 300° С	При 25° С	После отжига при 300° С	При 25° С	После отжига при 300° С
(HfO ₂ /SiO ₂) ⁹ · HfO ₂	1	1,2	96	97	15	23
(HfO ₂ /MgF ₂) ⁷ · HfO ₂ + $\frac{\lambda}{2}$ MgF ₂	1		97		160	
(HfO ₂ /MgF ₂) ⁶ · HfO ₂ + $\frac{\lambda}{2}$ MgF ₂	2		96		230	
(HfO ₂ /MgF ₂) ² · HfO ₂	33	33	64	65	170	200
(HfO ₂ /MgF ₂) · HfO ₂	58	58,4	39	40	180	190
(MgO/MgF ₂) ¹⁰ · MgO	3	2,5	89	91	40	60

4. ЛАЗЕРЫ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ МОЛЕКУЛ

После запуска лазера на смеси Хе : Аг ^{8,82}, в котором использовался эффект передачи возбуждения от легкого инертного газа к атомам примесного тяжелого инертного газа, были предприняты попытки получить генерацию на эффективных тушителях люминесценции сжатых и конденсированных инертных газов, а именно, примесных молекулах О₂ и N₂. Первый лазер такого типа был запущен в 1974 г. на смеси Аг : N₂ в ФИАН ⁹⁷ и независимо в США ⁹⁸⁻¹⁰⁰.

Лазер на молекулах N₂ на переходе (C³П_u)_{v'=0} → (В³П_g)_{v''=0} с длиной волны излучения $\lambda = 3371$ Å известен давно как с возбуждением азота низкого давления коротким импульсом разрядного тока ¹⁰¹, так и пучком электронов ^{102,103}. К. п. д. лазера составлял при разрядном возбуждении 0,1%, а при возбуждении электронным пучком 0,15%. Для улучшения энергетических характеристик электроразрядного лазера на молекуле N₂ в работе ¹⁰⁴ было предложено использовать передачу энергии молекулами N₂ от метастабильных состояний атома аргона. В сжатом азоте, как показали эксперименты ⁹⁷, наибольшей интенсивностью при возбуждении электронным пучком обладает линия, соответствующая переходу (C³П_u)_{v'=0} → (В³П_g)_{v''=1}, интенсивность которой возрастала приблизительно на порядок при добавлении аргона. Это свидетельствовало о том, что прямое возбуждение уровня

$(C^3\Pi_u)_{v'=0}$ мало по сравнению с заселением с передачей возбуждения от Ar^* (рис. 19).

Максимальные удельная мощность (≈ 70 кВт/см³) и энергия генерации ($\approx 0,7$ мДж/см³) соответствовали давлению смеси $Ar:N_2$ в соотношении 10 : 1 около 8 атм при пропускании выходного зеркала лазера $T \approx 30\%$ ⁹⁷.

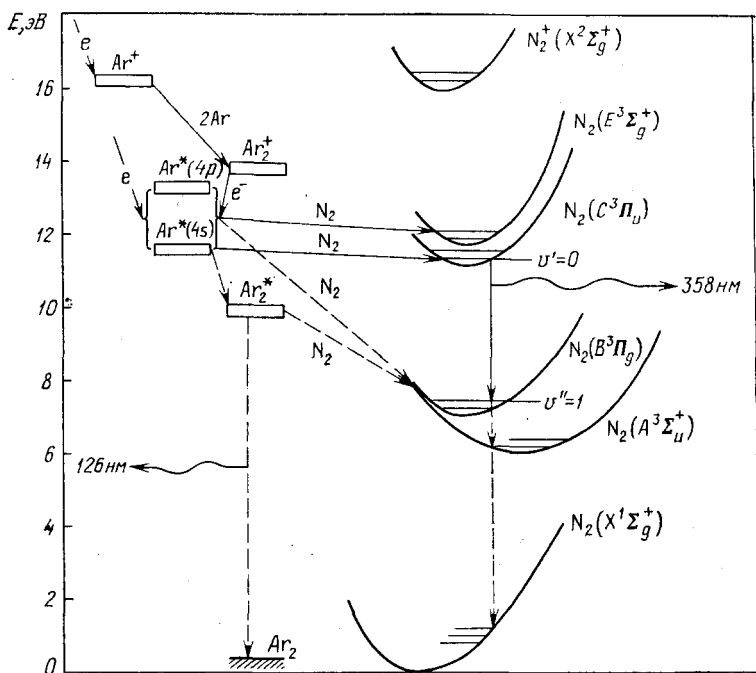
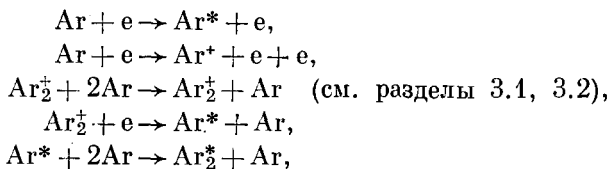


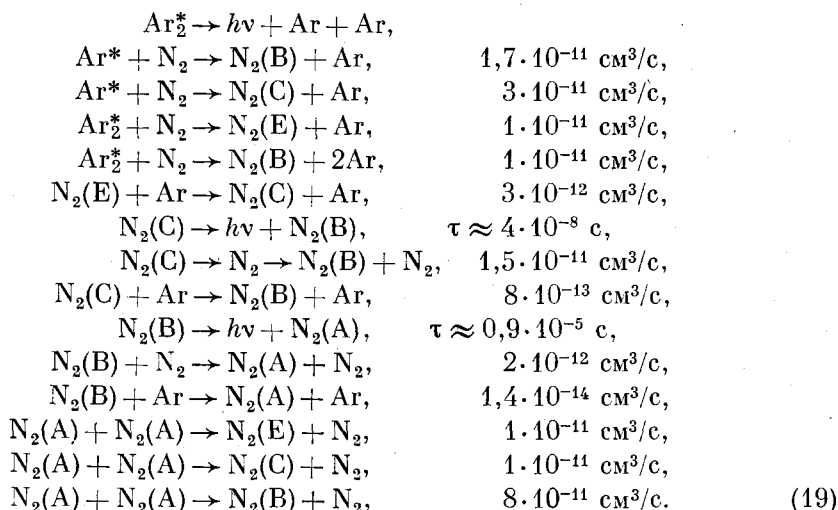
Рис. 19. Кинетическая схема возбуждения лазера высокого давления на смеси $Ar:N_2$

В этих экспериментах длительность тока электронного пучка составляла $\approx 10^{-8}$ с, длина активной области 5 см. При переходе к длительности электронного тока ≈ 50 нс и энергии электронов ≈ 200 кэВ была получена энергия генерации 0,12 Дж (удельная энергия генерации $\approx 0,6$ мДж/см³). В этом случае использовался резонатор, образованный двумя плоскопараллельными зеркалами с коэффициентом отражения 99,5 и 32% (стопа из двух сапфировых пластин). Измеренная расходимость излучения оказалась $\theta = (5 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ рад¹⁰⁶.

Экспериментальные и теоретические исследования кинетики образования инверсии в лазере высокого давления на смеси $Ar:N_2$ ^{105,107} показали, что при низких температурах ($T = 293$ К) эффективность генерации падает. Оптимальная температура рабочей среды оказалась ≈ 360 К¹⁰⁷. При дальнейшем увеличении температуры мощность генерации уменьшается, хотя расчет¹⁰⁷ предсказывал значение оптимальной температуры ≈ 500 К.

Упрощенная схема кинетических процессов, определяющих механизм получения генерации в смеси $Ar:N_2$ показана на рис. 19. Приведем, согласно^{100,107}, цепочку реакций (19) и соответствующие константы скорости:





Заселение состояния $\text{N}_2(\text{C})$ молекулы азота при столкновениях с возбужденными атомами $\text{Ar}(^3\text{P}, ^1\text{P}_1)$ происходит главным образом в состоянии с $v' = 0$ (где v' — колебательное квантовое число) ¹⁰⁸. Скорость этой реакции быстро убывает с понижением температуры и стремится к 0 при $T \approx 100 \text{ К}$. Однако при температурах, больших комнатной, эта константа увеличивается линейно с температурой вплоть до 600 К ¹⁰⁷. С увеличением температуры уменьшается также эффективность процесса образования молекул Ar_2^* и, как следствие, столкновительного заселения уровней $\text{N}_2(\text{B})$. До 350 К результаты расчета и эксперимента хорошо совпадают, однако теория предсказывает увеличение к. п. д. лазера при увеличении температуры вплоть до 600 К. Предельный расчетный к. п. д. лазера в предположении мгновенного рассеяния нижнего лазерного уровня $\text{N}_2(\text{B}^3\Pi_g)_{v'=1}$ достигает 16,4% и для самоограниченного перехода составляет величину $\approx 8,2\%$. Однако при учете всех факторов, заданных приведенными выше реакциями, максимального к. п. д. лазера на смеси $\text{Ar} : \text{N}_2$ можно ожидать при $T = 500 \text{ К}$, соотношения компонент $\text{Ar} : \text{N}_2 = 10 : 1$ и плотности смеси $n \approx 3,9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Эта расчетная величина $\eta_{\text{max}} \approx 3,3\%$ ¹⁰⁷. Оценки максимального к. п. д., полученного экспериментально, ограничиваются значением $\approx 2\%$.

Лазер на смеси сжатых Ar и N_2 представляется перспективным для получения импульсно-периодической генерации при высокой частоте следования импульсов. Важным достоинством данного лазера является высокая оптимальная рабочая температура активной среды и ее химическая стойкость.

Исследования лазера на смеси $\text{Ar} : \text{N}_2$ послужили толчком к созданию лазера высокого давления в фиолетовой области спектра на переходе $\text{B}^2\Sigma_g^+ \rightarrow \text{X}^2\Sigma_g^+$ молекулярного иона азота, впервые запущенного в США в 1974 г. ^{109, 110}. В ФИАН генерации на этом переходе ионов азота была получена в 1975 г. ¹⁰⁶ в результате исследований люминесценции смесей $\text{He} : \text{N}_2$ в области давлений 2—10 атм, продемонстрировавших весьма высокую эффективность люминесценции $\approx 4\%$ ¹⁰⁸.

Малая скорость опустошения нижних лазерных уровней в лазерах на электронных переходах молекул N_2 и N_2^+ вынуждает искать трехкомпонентные смеси, с добавлением «тушителя» нижнего лазерного уровня. При решении проблемы рассеяния нижнего лазерного уровня осуществим переход к длинным импульсам накачки, квазинепрерывному режиму и тем самым к значительно большей мощности генерации. Другой важной проблемой является задача снижения мощности внешнего ионизатора путем использования для накачки дополнительного внешнего электрического поля ¹⁷.

Эксперименты, выполненные в ФИАН в последнее время ¹¹¹ позволили получить квазинепрерывный режим генерации в лазере на ионах азота в трехкомпонентных смесях. Самоограниченная генерация на первой отрицательной системе N_2^+ получена в ^{106, 109, 110}.

Меньшие на 2—3 порядка по сравнению с атомарными сечения индукционных переходов в молекулах обуславливают, помимо быстроты и селективности, дополнительное требование к «тушащему» процессу. Необходимо, чтобы образующиеся в результате расселения $N_2^+(X)$ молекулярные ионы не поглощали лазерное излучение. Перспективным представляется водород, поскольку ион N_2H^+ , образующийся в процессе с переходом тяжелой частицы $N_2^+(X) + H_2 \rightarrow N_2H^+ + H$, не поглощает излучение первой отрицательной системы азота ¹¹⁰, а константа скорости этого процесса очень высока $\approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Следовательно, достаточно 2 торр водорода, чтобы скорость дезактивации нижнего лазерного уровня на порядок превысила скорость спонтанного распада верхнего лазерного уровня ($v_{\text{сп}} \approx 1,6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} ¹⁰⁶). Кроме этого, из соотношения констант скоростей ионно-молекулярных процессов ⁶² следует, что при концентрации H_2 , не превышающей концентрацию N_2 , эффективность возбуждения верхнего лазерного уровня уменьшается незначительно. Тем не менее, если реализуется обычная ситуация, когда более возбужденные состояния тушатся быстрее ⁶², создание эффективного лазера невозможно.$

Следовательно, возможность создания эффективного квазинепрерывного лазера на $B - X$ -переходе N_2^+ определяется соотношением скорости тушения B - и X -состояний иона азота молекулами H_2 . При давлении H_2 , равном 2 торр, обеспечивающем необходимую скорость расселения $N_2^+(X)$, мощность излучения уменьшается на 15—20%.

Поскольку при возбуждении электронным пучком смеси $He : N_2$ заселение состояния $B_{v=0}$ иона азота осуществляется по двум каналам: в результате перезарядки молекулярных ионов гелия $He_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+(B) + 2 He^{109}$ и в процессе пеннинг-ионизации $He^* + N_2 \rightarrow N_2^+(B) + He + e^{62}$, то для оценки константы тушения $N_2^+(B)$ молекулами водорода необходимо знать отношение эффективностей обоих каналов.

При концентрации азота $\geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ единственным каналом, обеспечивающим заселение $N_2^+(B)$, является пеннинг-процесс. В соответствии с ¹²⁶ отношение числа возбужденных атомов He к числу ионов при возбуждении гелия электронным пучком составляет $\approx 0,53$. Анализ асимптотического поведения зависимости мощности спонтанного излучения от давления азота позволяет установить, что вероятности образования $N_2^+(B)_{v=0}$ по обоим каналам практически одинаковы. С учетом этого обстоятельства зависимость интенсивности люминесценции от давления водорода позволяет оценить значение константы гашения состояния $(B^2\Sigma_u^+)_{v=0}$ водородом, которая оказалась $\leq 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, скорость «тушения» верхнего лазерного уровня водородом, по крайней мере, в 100 раз меньше, чем нижнего.

Эксперименты по исследованию генерации проводились на установке, описанной в ¹¹¹. Возбуждение активной среды лазера осуществлялось электронным пучком с параметрами: энергии электронов $W \approx 200 \text{ кэВ}$, длительность импульса электронного тока $\tau \approx 0,7 \text{ мкс}$, плотность тока $j_e \approx 7 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Объем активной области лазера составлял $\approx 1 \text{ л}$. Резонатор лазера в случае исследования генерации на $\lambda = 428 \text{ нм}$ был образован селективными диэлектрическими зеркалами размером $8 \times 3,5 \text{ см}^2$ с коэффициентами пропускания $T_1 \leq 0,10\%$ и $T_2 \approx 1\%$.

Исследование характеристик лазерного излучения проводилось в основном при давлении смеси $He : N_2 : H_2$, равном 6 атм. Как показали эксперименты, при давлении H_2 , равном 2 торр, оптимальное давление N_2 составляет 4 торр. Увеличение концентрации азота в смеси по сравнению с концентрацией, обеспечивающей наибольшую эффективность люминесценции в смеси

He : N₂, обусловлено конкуренцией процесса накачки верхнего лазерного уровня и ионизации N₂.

Зависимость величины энергии генерации и к.п.д. лазера на $\lambda = 427,8$ нм от плотности тока электронного пучка показана на рис. 20.

Генерация происходит вблизи «красного канта» первой отрицательной системы азота, а не на линии Р (7), соответствующей максимуму населенности верхнего лазерного состояния. Это обусловлено тем, что уже при давлении в

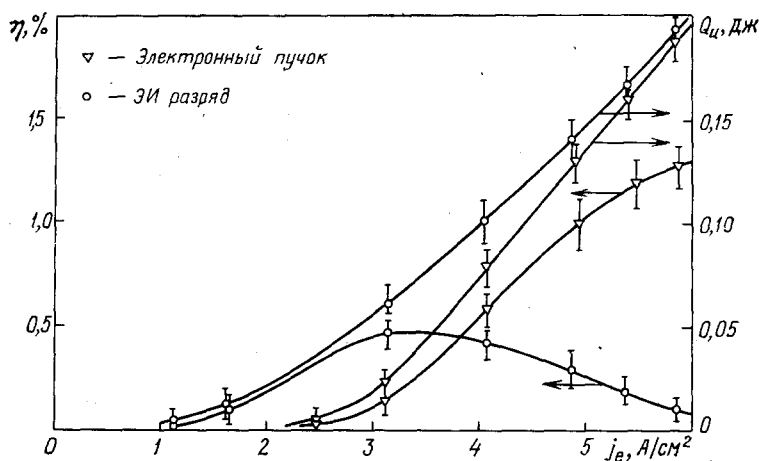


Рис. 20. Зависимость к.п.д. и энергии генерации лазера на ионах N₂⁺ ($\lambda = 427,8$ нм) от плотности тока электронного пучка ¹¹¹

несколько атмосфер уширение контура усиления отдельной вращательной линии гелием существенно превосходит расстояние между ними вблизи канта ⁶². В результате вклад в усиление на переходе Р (12), например, вносят и переходы Р (9) — Р (13). Отсюда также следует, что увеличение давления буферного газа приводит при пучковой накачке к росту коэффициента усиления, что подтвердили проведенные эксперименты при давлении 10 атм. В этих условиях к.п.д. генерации достигал 2%, что, в частности, связано с более быстрым развитием генерации.

При использовании неселективного резонатора (зеркала с алюминиевым покрытием) генерация происходила только на 0 — 0-полосе перехода В — Х в УФ области спектра ($\lambda = 391$ нм), а длительность импульса излучения достигала 400 нс.

Таким образом, обнаруженная в работе ¹¹¹ селективность расселения водородом В- и Х-состояний N₂⁺ позволила впервые получить мощную квазинепрерывную генерацию на 0 — 0- и 0 — 1-полосах первой отрицательной системы азота с к.п.д. до 2%.

По-видимому, лазеры на электронных переходах молекул, описанные выше, перспективны также и при использовании в качестве рабочей среды охлажденных и сжиженных смесей Ag : N₂, He : N₂ : H₂. Высокая плотность охлажденных и сжиженных газов позволит получить высокие значения энергии генерации при умеренных давлениях в рабочей среде.

5. ЛАЗЕРЫ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В кинетической схеме образования эксимеров Хе₂⁺ в смеси высокого давления Ag : Хе (см. рис. 16) важнейшим промежуточным этапом трансформации энергии возбуждения является образование возбужденных атомов Хе*.

Так как возбужденные атомы Xe^* появляются в различных электронных состояниях, возникает некоторая вероятность получения генерации на атомарных переходах, хорошо известных для лазеров низкого давления. Аналогичная ситуация возможна и для других сжатых смесей инертных газов $\text{He} : \text{Ne}$, $\text{He} : \text{Ar}$, $\text{He} : \text{Kr}$, $\text{He} : \text{Xe}$, $\text{Ne} : \text{Ar}$, $\text{Ne} : \text{Kr}$, $\text{Ar} : \text{Kr}$. Таким образом, при возбуждении электронным пучком сжатых смесей инертных газов можно было надеяться получить генерацию на известных лазерных переходах нейтральных инертных атомов Ne , Ar , Kr , Xe в диапазоне от ≈ 10 мкм до $\approx 0,3$ мкм. Первая попытка выполнить расчеты и получить генерацию на электронных переходах Ne и Xe при высоких давлениях с применением накачки электронным пучком в электрическом поле была предпринята в ФИАН в 1970 г. в работе ¹⁷. В этой работе были выполнены расчеты $\text{Ne} - \text{Ne}$ -лазера высокого давления и впервые экспериментально была осуществлена электроионизационная накачка сжатых до 7 атм молекулярных и инертных газов, однако генерация не была получена.

5.1. Электроионизационный лазер высокого давления на электронных переходах атома ксенона

Впервые генерация на электронных переходах атомов инертных газов при высоких давлениях (до 17 атм) была получена в работе ¹¹² при возбуждении сжатого газа быстрым электрическим разрядом. Накачка больших объемов сжатых инертных газов электронным пучком ^{113,114} ядерными методами ¹¹⁵ и электроионизационным разрядом ^{113, 114} позволила получить к.п.д. $\approx 1\%$, энергию генерации $\approx 0,75$ Дж/л при объеме активной среды 0,12 л ¹¹⁴, пиковую мощность генерации ≈ 200 кВт в объеме 0,5 л ¹¹³.

Исследования, выполненные в ФИАН в течение последних лет, позволили получить энергию генерации ≈ 60 Дж при объеме активной среды 10 л ^{116,129} и пиковую мощность генерации 20 МВт. Физический к.п.д. лазера

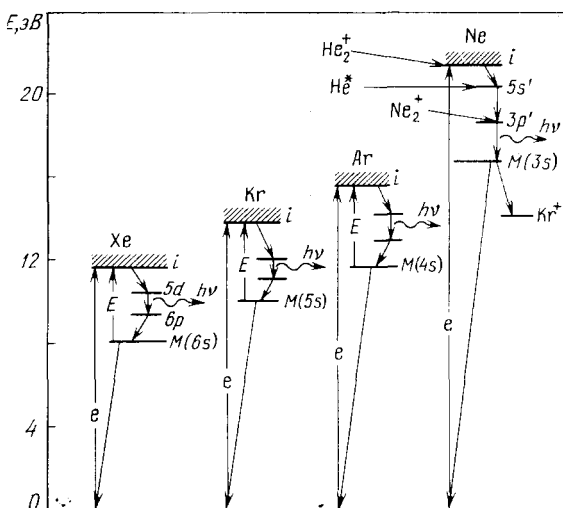


Рис. 21. Схема возбуждения электронных уровней атомов инертных газов электронным пучком (e) и электрическим полем (E)

достигал при этом 5,5%, а к.п.д. от запасенной энергии в накопителе $\approx 3\%$ ^{117,118,119}. Накачка была осуществлена электроионизационным разрядом.

Столь высокую мощность генерации и большой к.п.д., приближающийся к квантовому, удалось получить благодаря практической реализации накачки рабочих лазерных уровней электронами электроионизационного разряда, но не из основного состояния атома Xe , а из метастабильных состояний $6s$ (рис. 21). В результате процессов ионизации и возбуждения атомов Ar

и Хе в соответствии с кинетической схемой, показанной на рис. 16, образуются возбужденные атомы Хе*, в частности в 7d- и 5d-состояниях. Генерация возникает на переходах 5d — 6p и 7p — 7s в смесях He : Хе, Ar : Хе, Kr : Хе (рис. 22). Нижние лазерные уровни разрушаются с образованием метастабильных атомов Хе в состоянии 6s. При включении электрического поля в электроионизационном разряде процесс возбуждения рабочих уровней при достаточно большой концентрации метастабилей происходит уже не из основного состояния атома ксенона, а из состояний 6s. Роль электронного пучка в этом случае сводится как к поддержанию проводимости среды, что

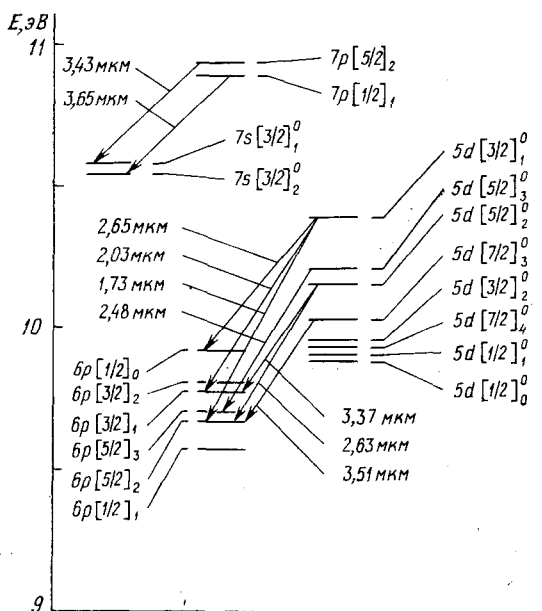


Рис. 22. Схема оптических переходов в лазере высокого давления на смесях Ar : Хе, Kr : Хе, He — Хе

необходимо для осуществления разряда, так и к наработке метастабильных атомов. К.п.д. лазера при чисто электронной накачке составляет $\approx 1,5\%$. При включении разряда к.п.д. возрастает до $5,5\%$. Исследования возможности перехода к непрерывному режиму генерации показали, что принципиально такой режим осуществим при плотности тока внешнего электронного пучка ≈ 10 мА/см². Модельные эксперименты позволили получить длительность квазинепрерывной генерации ≈ 20 мкс и позволили снизить плотность тока электронного пучка от 4 А/см² до 20 мА/см². В последнем случае отношение электрической энергии накачки к энергии накачки электронным пучком достигало 100 : 1. Внешний вид лазера показан на рис. 23. Результаты экспериментальных исследований опубликованы в работах ¹¹⁶⁻¹¹⁹, теоретическая модель схемы возбуждения через метастабili ксенона обсуждается в работах ^{118, 119}.

Чрезвычайно высокое оптическое качество активной среды лазера на сжатом ксеноне (оптимальное давление для установки с рабочим объемом 10 л около 3,5 — 4 атм) позволило получить в схеме с неустойчивым телескопическим резонатором расходимость излучения (рис. 24), определяемую дифракцией на выходной апертуре лазера диаметром 10 см. В абсолютных значениях это соответствует углу, в котором концентрируется половина энергии лазерного луча $\theta \sim 3 \cdot 10^{-5}$ рад.

Так как рабочие лазерные переходы расположены в области энергии ≈ 10 эВ относительно основного уровня, лазер на сжатом ксеноне принципиально допускает нагрев рабочей среды до высоких температур (1500—2000 К), и, следовательно, можно ожидать как весьма высокого предельного энергосъема $\approx 100 - 300$ Дж/л при высоких давлениях ($\approx 10 - 20$ атм) и низких температурах рабочей среды (≈ 150 К), так высокой средней мощности генерации в непрерывном и импульсно-периодическом режимах. По-видимому, как и в случае эксимерного лазера на жидком ксеноне, возможно получение генерации в сжиженном состоянии активной среды при $T \approx 80 - 100$ К. В этом случае предельный энергосъем может стремиться к 1 Дж/см³.

Высокая прозрачность атмосферы для ксенонового лазера на переходе с $\lambda = 1,73$ мкм, относительно высокий к.п.д. $\approx 5,5\%$, и существенно меньшая длина волны по сравнению с технологическими CO—CO₂-лазерами, ста-

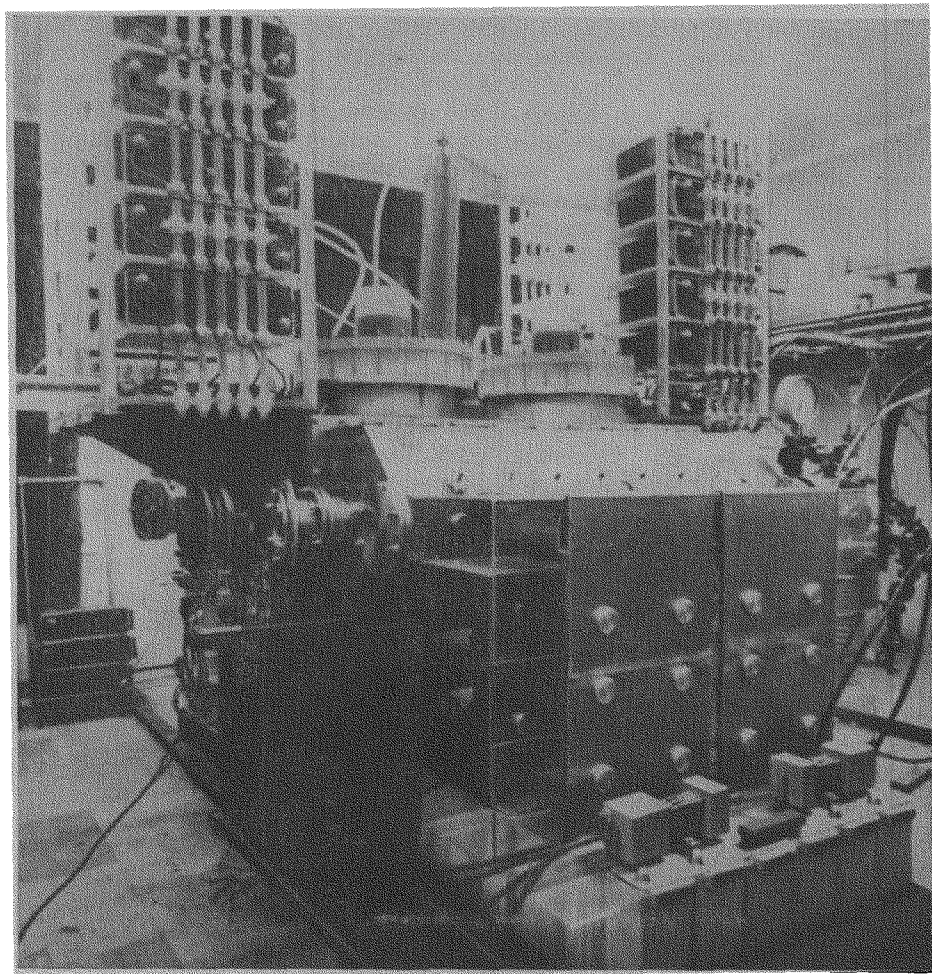


Рис. 23. Фотография электроионизационного лазера на сжатых инертных газах

вит Хе-электроионизационный лазер в ряд серьезных конкурентов CO_2 -лазерам. Так как рабочая смесь в этом лазере состоит только из инертных

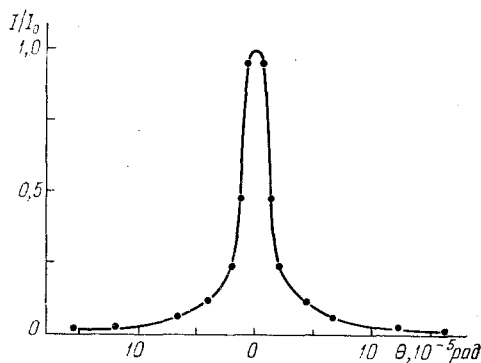


Рис. 24. Распределение интенсивности излучения в телесном угле луча лазера на сжатой смеси $\text{Ar} - \text{Xe}$

газов и вследствие этого она не деградирует под действием разряда и электронного пучка, а оптические элементы могут быть изготовлены из кварца и стекла, то в экономическом отношении Хе-лазер может оказаться выгоднее $\text{CO} - \text{CO}_2$ -технологических лазеров, несмотря на низкий к.п.д.

Не вдаваясь в детали механизма возбуждения рабочих уровней (см. работы ¹¹⁶⁻¹¹⁹), отметим, что включение электроионизационного разряда в смесях He : Xe уменьшает, а не увеличивает энергию генерации. Аналогичная ситуация наблюдается и в лазерах на электронных переходах атомов Kr и Ne. Применение электроионизационной накачки для возбуждения этих лазеров увеличивает энергию генерации только для переходов $3d - 4p$ атома аргона. В целом эффективность лазеров на Kr и Ar невысока, $\sim 1\%$. Невелик к.п.д. и лазера на переходах Ne при мощной накачке, однако ситуация резко меняется при переходе к малой плотности возбуждения и квазинепрерывному режиму ¹⁴⁵.

5.2. Квазинепрерывный лазер высокого давления видимого диапазона на $3p-3s$ -переходах атома Ne

Впервые генерация на самоограниченных $np^5(n+1) - p - np^5(n+1)s$ -переходах сжатых тяжелых инертных газов Ar, Kr, Xe была получена группой В. П. Чеботаева в быстром разряде (мощность накачки ~ 1 ГВт/л) при возбуждении верхнего лазерного уровня электронным ударом из основного состояния ^{112, 120}.

He—Ne-лазер на самоограниченных $3p - 3s$ ($\lambda = 585,25$ нм)-переходах неона был впервые запущен в 1965 г. ¹²¹. В этой работе было замечено, что интенсивность генерации возрастала для трехкомпонентных смесей при добавлении малой примеси аргона. Генерация с накачкой поперечным разрядом ¹²² и мощным электронным пучком лазера высокого давления на длине волны $\lambda \approx 585,25$ нм при длительности возбуждения 80 нс была получена в работе ¹²³.

Другим эффективным механизмом селективного заселения низколежащих p -состояний, реализующимся при накачке электронным пучком инертных газов высокого давления, является диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов.

Большие ($\geq 10^{-13}$ см²) сечения разрешенных $p-s$ -переходов принципиально позволяют реализовать квазинепрерывный режим генерации в видимой области спектра в случае селективного расселения $np^5(n+1)s$ -состояний. Однако быстрый спонтанный распад верхнего лазерного уровня $v_{сп} \approx 10^8$ с⁻¹ требует высокой, $\sim 10^9$ с⁻¹, скорости расселения нижнего уровня. Такая частота дезактивации должна обеспечиваться величиной константы скорости «тушащего» процесса $\sim 10^{-9}$ см³ с⁻¹, которая может быть достигнута, например, в процессе с ионизацией тушителя. С этой точки зрения представляется перспективным использование $3p - 3s$ -переходов Ne, так как его $3s$ -состояния лежат выше потенциала ионизации большинства атомов и молекул и длины волн излучения всех этих переходов лежат в видимом диапазоне. В качестве «тушителя» $3s$ -состояний предпочтительны тяжелые инертные газы. В этом случае константа скорости процесса перезарядки с Ne_2^+ , конкурирующего с диссоциативной рекомбинацией Ne_2^+ , относительно мала.

В столкновении с освобождением электрона наиболее быстро тушатся состояния, резонансно связанные с основным, что обеспечивает их селективное расселение. Например, скорость расселения резонансного $2^1P_1^o$ -состояния Ne в процессе с ионизацией тяжелых инертных газов на 1–2 порядка превосходит скорость дезактивации метастабильных состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 ¹²⁷. В случае Ne соответствующие экспериментальные данные отсутствуют. Однако оценка, согласно ¹²⁷, показывает, что необходимая скорость расселения резонансного $3s'[1/2]_o$ состояния может быть достигнута уже при концентрации тушителя $\approx 10^{18}$ см⁻³ (для другого резонансного уровня $3s[3/2]_o$ константа скорости дезактивации в 2,5 раза меньше). Концентрация Ne ограничивается собственным тушением верхних лазерных уровней и, например, для уровня $3p'[1/2]_o$ составляет $\sim v_{сп}/k_T \approx 100$ торр, $k_T \approx 2 \cdot 10^{-11}$ см³ с⁻¹ — константа скорости тушения этого уровня неона. Эффективность возбуждения

и генерации увеличивается при использовании буферного газа, которым для Ne может быть только He. Мощность накачки, определяющая плотность «медленных» электронов, ограничивается как «гашением» верхнего лазерного уровня электронами¹²⁵, так и трехчастичной рекомбинацией Ne_2^+ с участием двух электронов¹²⁸. Отметим, что диссоциативная рекомбинация молекулярного иона гелия происходит медленно, а скорость перезарядки с Ne_2^+ на Ne значительно больше, чем на Ar, Kr, Xe¹²⁶.

Приведенные соображения позволяют рассчитывать на получение квазинепрерывной генерации на $3p-3s$ -переходах Ne при возбуждении трехкомпонентной смеси благородных газов высокого давления электронным пучком.

Возбуждение смеси Ne : Ne : Kr (Ar) осуществлялось электронным пучком с параметрами: плотность тока $10^{-3} - 10 \text{ А/см}^2$, длительность импульса $0,5 - 200 \text{ мкс}$, средняя энергия электронов $\approx 200 \text{ кэВ}$. Спектры лазерного излучения регистрировались с помощью спектрографа ИСП-51. Энергия генерации измерялась калориметром с чувствительностью 20 мВ/Дж . Оптический объем лазера составлял 1 л.

На рис. 25 приведена схема $3p$ -, $3s$ -уровней Ne и показаны наблюдавшиеся лазерные переходы. При относительно небольших концентрациях Ne и Kr (Ar) в смеси генерация происходит только на $\lambda = 5852,5 \text{ \AA}$ (см. рис. 25). Это обусловлено высокой эффективностью заселения состояния $3p' [1/2]_0$ при диссоциативной рекомбинации Ne_2^+ ¹²⁴, наиболее быстрым механизмом в рассматриваемой системе переходов расселения нижнего резонансного $3s'[1/2]_1$ -уровня, а также оптимальным для генерации соотношением статистических весов этих уровней. Перемешивание состояний $3s [3/2]_1$ и $3s [3/2]_2$ неонием (за счет обменного взаимодействия) и электронами, а также быстрая дезактивация резонансного уровня $3s [3/2]_1$ криптоном приводят при увеличении давления Ne, Kr к появлению генерации на $\lambda = 7032,4 \text{ \AA}$ и $\lambda = 7245,2 \text{ \AA}$ (см. рис. 25)*. Поскольку верхний лазерный уровень у этих переходов совпадает, то появление в спектре генерации обеих линий означает, что при давлении $\text{Ne} \lesssim 1 \text{ атм}$ переход $3p [1/2]_1 - 3s [3/2]_2$ является самоограниченным. Дальнейшее увеличение давления Ne в смеси позволяет получить квазинепрерывное (длительность накачки и генерации $\approx 0,5 \text{ мкс}$) лазерное излучение на $\lambda = 7032,4 \text{ \AA}$. Уменьшение давления Ne в смеси замедляет обмен между группами уровней $3p' - 3p$ и сопровождается появлением генерации на $\lambda = 6599,0 \text{ \AA}$ (см. рис. 25).

Максимальные к.п.д. и энергия генерации получены для перехода $3p' [1/2]_0 - 3s' [1/2]_1$. На рис. 26 приведены зависимости к.п.д. и удельной мощности генерации P_u на $\lambda = 5852,5 \text{ \AA}$ от удельной мощности накачки P_n . Для фиксированного значения плотности тока пучка оптимизировался состав смеси при неизменном суммарном давлении 3 атм, а также параметры резонатора, поскольку интенсивность излучения в резонаторе ограничивается конечной скоростью расселения нижнего лазерного уровня. Отметим, что

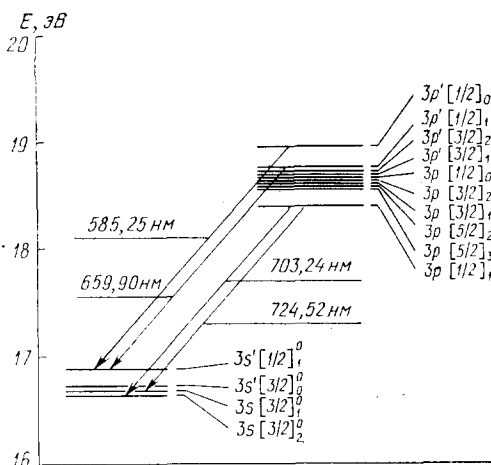


Рис. 25. Схема оптических переходов в лазере высокого давления на $3p - 3s$ -переходах NeI

* Генерация на этих длинах волн впервые получена в¹²⁹.

при давлении Kr (Ar) ≥ 30 торр для всех исследуемых режимов возбуждения импульс генерации повторял импульс накачки и максимальная длительность генерации достигала 200 мкс. Экспериментальные точки на рис. 26 соответствуют максимальным значениям η , P_n . Оптимальный к.п.д. $\sim 2\%$ достигается при $P_n \approx 70$ кВт/л, что соответствует плотности тока электронного пучка $\approx 10\text{--}20$ мА/см² при характерном составе смеси He : Ne : Kr (Ar) = 50 : 1,5 : 1. Уменьшение η при увеличении мощности накачки связано прежде

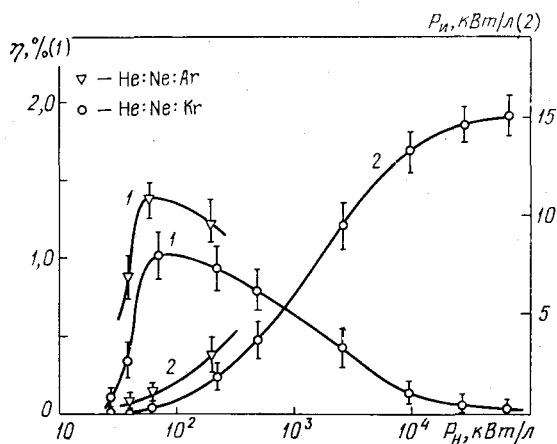


Рис. 26. Зависимость к.п.д. (1) и мощности излучения (2) гелий-неонового лазера высокого давления от удельной мощности накачки ¹¹¹

всего, как уже отмечалось выше, с усилением влияния процессов электронной дезактивации уровня $3p' [1/2]_0$ и трехчастичной рекомбинации He_2^+ . Оценка показывает, что при удельной мощности накачки ≈ 2 МВт/л скорости этих процессов сравнимы со скоростями спонтанного распада верхнего лазерного уровня и перезарядки с He_2^+ на Ne соответственно. Отметим, что в широком диапазоне изменения $P_n \approx 60\text{--}400$ кВт/л к.п.д. изменяется не более чем на 20%. Поскольку скорость перезарядки с Ne_2^+ на Kr (конкурирующей с рекомбинационным заселением верхнего лазерного уровня) примерно на порядок выше, чем на

Ag, то замена криптона аргоном приводит к некоторому улучшению удельных лазерных характеристик при малых мощностях накачки. Включение электроионизационного разряда, вызывающего повышение электронной температуры в плазме лазерной среды приводит к снижению мощности генерации, как и в случае Xe-лазера, несмотря на значительное увеличение энергии накачки. Однозначного объяснения этого эффекта пока не найдено. Несмотря на то, что лазер на $3p\text{--}3s$ -переходах атома Ne допускает только накачку электронным пучком, громадное снижение удельной мощности возбуждения для трехкомпонентных смесей He : Ne : Kr (Ar) позволяет надеяться на практическую реализацию непрерывного режима.

Дальнейшие перспективы развития лазеров на электронных переходах в атомах связаны с поиском режимов возбуждения и составов смесей, позволяющих получить генерацию на новых переходах, в частности в зеленой области спектра ($3p' [1/2]_0\text{--}3s[3/2]_1^0$ -переход NeI), а также исследования возможностей создания лазеров с высокой удельной энергией генерации в охлажденных сжатых и конденсированных газах. По-видимому, реальным является также и запуск лазеров на сжатых и конденсированных газах на переходах ионов, прежде всего ионах Ag и Kr в зеленой и красной областях спектра.

6. ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫЕ CO—CO₂-ЛАЗЕРЫ

Метод накачки лазеров на сжатых газах электронным пучком обладает высокой эффективностью для возбуждения электронных уровней атомов и молекул и малоэффективен для возбуждения вращательно-колебательных состояний (см. раздел 2.2). При электроионизационном методе возбуждения накачка рабочих уровней происходит в результате неупругих столкновений с молекулами электронов, ускоряющихся во внешнем электрическом поле. Как было показано в разделе 2.2 (см. рис. 10), этот метод оптимален для воз-

буждения колебаний молекул. Величина электрического поля, в котором электроны имеют среднюю энергию 1—2 эВ, соответствующую максимуму сечения возбуждения колебаний молекул ($\sigma_v \approx 10^{-15} \text{ см}^2$ для N_2 , CO_2 , CO), оказывается существенно ниже значения поля, в котором начинается самостоятельная ионизация. Поэтому при электроионизационном методе накачки существует практическая возможность подобрать электрическое поле так, чтобы до 98% энергии, отбираемой электронами от поля, уходило на возбуждение колебаний молекул без риска нарушить устойчивость разряда²³⁻²⁵. Эти соображения привели к выбору смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2$ в качестве активной среды первого электроионизационного лазера на сжатом газе⁹.

6.1. Импульсные электроионизационные $\text{CO}-\text{CO}_2$ -лазеры

Переход к давлениям рабочей среды выше 1 атм, наряду с решением проблемы ввода энергии в сжатый газ (см. раздел 2.2), требовал ответа на следующие принципиальные вопросы:

1. До каких давлений рабочей среды скорость создания инверсии населенностей электроионизационным (ЭИ) методом будет превышать скорость тушащих процессов?

2. До каких давлений рабочей среды уширение рабочих уровней с ростом давления будет компенсироваться ростом инверсии населенностей?

Ответ на эти вопросы был дан в работах^{6,10,11,13}. Была получена генерация в смесях $\text{CO}_2 : \text{N}_2$: Не до давлений $\approx 100 \text{ атм}$ ¹² и выполнены измерения зависимости коэффициента усиления и спектров усиления активной среды от давления.

Приведем экспериментальные зависимости коэффициентов усиления смесей $\text{CO}_2 : \text{N}_2$: Не от давления (рис. 27, а). Видно, что коэффициент усиления (на рисунке приведены значения коэффициента усиления, близкого к максимально достижимому на данной установке) имеет величину $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, которая практически совпадает со значениями при низких давлениях, характерных для тлеющего разряда. Уменьшение коэффициента усиления с ростом давления связано с тем, что при высоких давлениях приходилось снижать значение E/P , так как напряжение электрического искрового пробоя сжатой рабочей среды увеличивалось с давлением медленнее, чем линейно.

Была исследована также зависимость времени спада инверсии населенностей τ от давления после мгновенной накачки. Выяснилось, что для смесей, характеризующихся разными значениями скорости столкновительной релаксации, время спада инверсии обратно пропорционально давлению $\tau \sim \frac{1}{p}$ (рис. 27, б).

В результате этих исследований⁶ можно было сделать вывод, что скорость тушащих процессов с ростом давления возрастает квадратично с давлением, как и скорость накачки $\frac{dN}{dt} = n_e \langle \sigma_v v \rangle N$ (здесь N — концентрация активных молекул, n_e — концентрация электронов, σ_v — сечение возбуждения колебаний электронами со скоростью v , $\langle \dots \rangle$ — знак усреднения по скоростям). Так как в электроионизационном разряде (см. раздел 2.2) $\frac{n_e}{N} = \text{const}$ и так как $N \sim P$, то $\frac{dN}{dt} \sim p^2$. Отсюда также следует, что, в первых, коэффициент усиления не зависит от давления

$$\alpha(p) \sim \frac{\Delta N}{\Delta v} \approx \text{const} \quad (20)$$

(здесь ΔN — инверсия населенностей, Δv — ширина линий усиления; при ударном уширении $\Delta v \sim p$), а предельная мощность $\frac{dW}{dt}$ квазинепрерывной

генерации растет как p^2 :

$$\frac{dW}{dt} \sim h\nu \frac{dN}{dt} \sim h\nu n_e \langle \sigma_e v \rangle N \sim p^2. \quad (21)$$

На рис. 28 приводится расчетная зависимость мощности генерации CO_2 -лазера от давления. Значки на этом графике соответствуют эксперименту: два нижних — при низких давлениях в тлеющем разряде, а два верхних — при высоких давлениях при электроионизационной накачке ¹¹.

При высоких давлениях происходит уширение вращательных компонент линии усиления и при даваемых выше 8—10 атм вращательные линии перекрываются и спектр усиления становится гладким с шириной $\approx 10^{12}$ Гц. Расчеты и экспериментальные исследования спектров усиления до давления ≈ 10 атм были выполнены в работах ^{6,12,13}. В этих же работах вслед за первыми оценками возможности генерации мощных ультракоротких импульсов

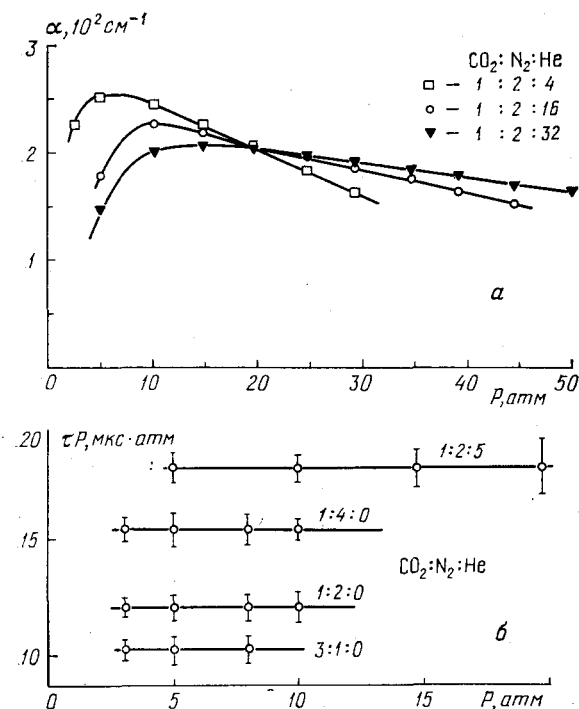


Рис. 27. Зависимости коэффициента усиления (а) и произведения времени релаксации инверсии населенностей (б) от давления для электроионизационного CO_2 -лазера

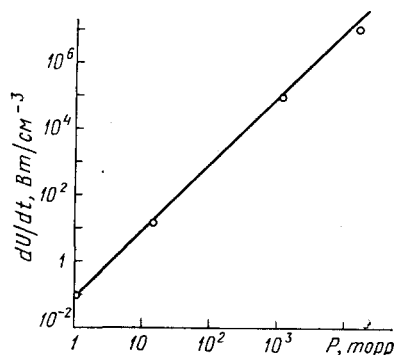


Рис. 28. Зависимость предельной мощности квазинепрерывной генерации единицы объема активной среды CO_2 -лазера от давления ⁸

^{9,13} в сжатом CO_2 была осуществлена плавная перестройка частоты, синхронизация мод и получены наносекундные импульсы генерации ^{6,12-14}. Возможность при ЭИ-накачке подбирать оптимальное E/p позволила получить к.п.д. генерации $\approx 30\%$ и энергосъем ≈ 72 Дж/л атм на CO_2 - и 40% и 100 Дж/л атм на СО-лазерных средах ^{6,52,147}. СО-электроионизационные лазеры (ЭИЛ) характеризуются, в отличие от CO_2 -ЭИЛ, чрезвычайно богатым спектром генерации: генерация получена на переходах между соседними колебательными уровнями от $\nu = 18$ до $\nu = 4$ ⁵². Поэтому СО-лазеры высокого давления принципиально позволяют перестраивать частоту генерации в весьма широких пределах от 6 до 5 мкм ⁵¹ (рис. 29).

Высокий к.п.д. электроионизационных CO_2 -лазеров, возможность генерировать ультракороткие импульсы с длительностью до 10^{-12} с, возможность сохранения высокого к.п.д. в режиме насыщенного усиления ¹⁴ делают их перспективными для лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) ^{51,91}. На рис. 30 приводятся схемы оконечных каскадов усиления электроионизационного

импульсного стенда «Эллис» (проект 1974 г., ФИАН) на выходную энергию ≈ 100 кДж в импульсе. Коаксиальная конструкция оконечного модуля одного из вариантов проекта (рис. 30, а) во многом близка к инженерному решению, реализованному в Лос-Аламосской лаборатории США в установке

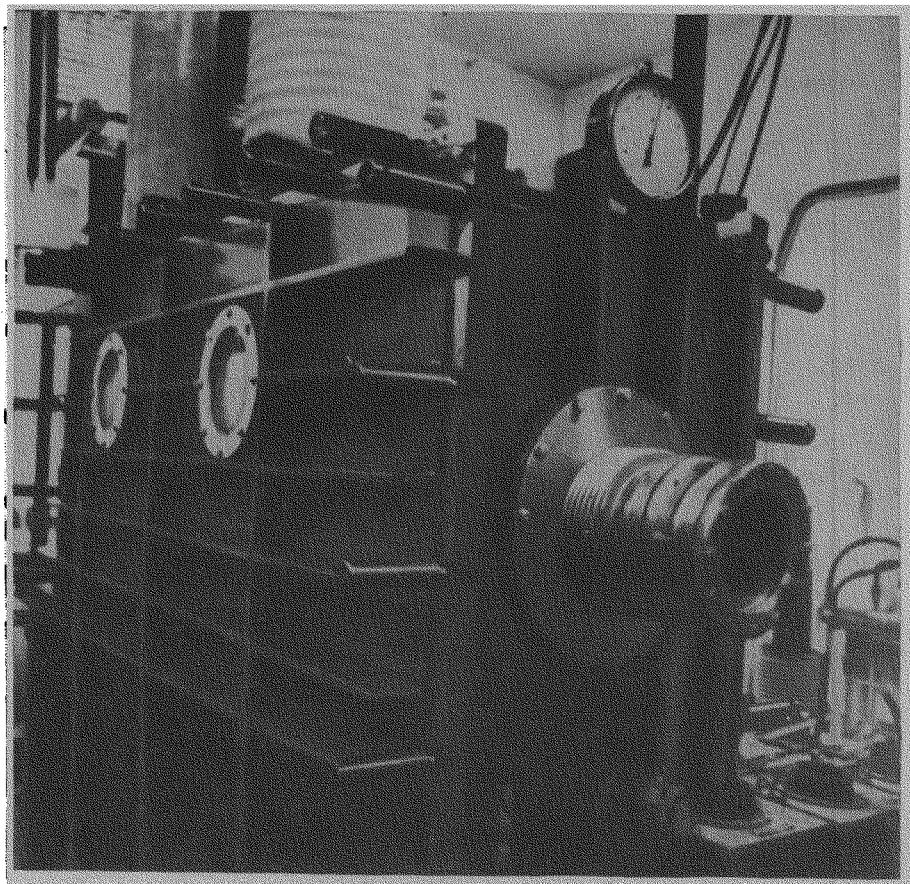


Рис. 29. Внешний вид электроионизационного импульсного СО-лазера

«Антарес»⁹¹. В кольцевой схеме (рис. 30, б) возможна прокачка активной среды через каскады усиления и расположенные между каскадами теплообменники. В этом варианте импульсно-периодического режима работы выгодно использование турбокомпрессорной схемы прокачки с частичным утилизированием выделяющегося в рабочей среде тепла (рис. 31).

6.2. Технологические электроионизационные $\text{CO}-\text{CO}_2$ -лазеры

В первых работах по электроионизационным CO_2 -лазерам были выполнены расчеты, показывающие возможность создания непрерывных и импульсно-периодических электроионизационных лазеров¹¹. Из этих расчетов следовало, что при переходе к непрерывному режиму удельный вклад в мощность накачки рабочей среды электронным пучком может быть снижен до 0,01% накачки электрическим полем.

Первый электроионизационный CO_2 -лазер (CO_2 -ЭИЛ) непрерывного режима был создан в 1972 г. в США¹³⁹. Публикации о советских электроионизационных технологических лазерах появились в 1979 г.^{21,134}, хотя сообще-

ния об экспериментальном осуществлении непрерывного и квазинепрерывного электроионизационного разряда были опубликованы значительно раньше 130-132. В настоящем разделе мы приведем основные характеристики технологического электроионизационного лазера, работающего как в импульсном,

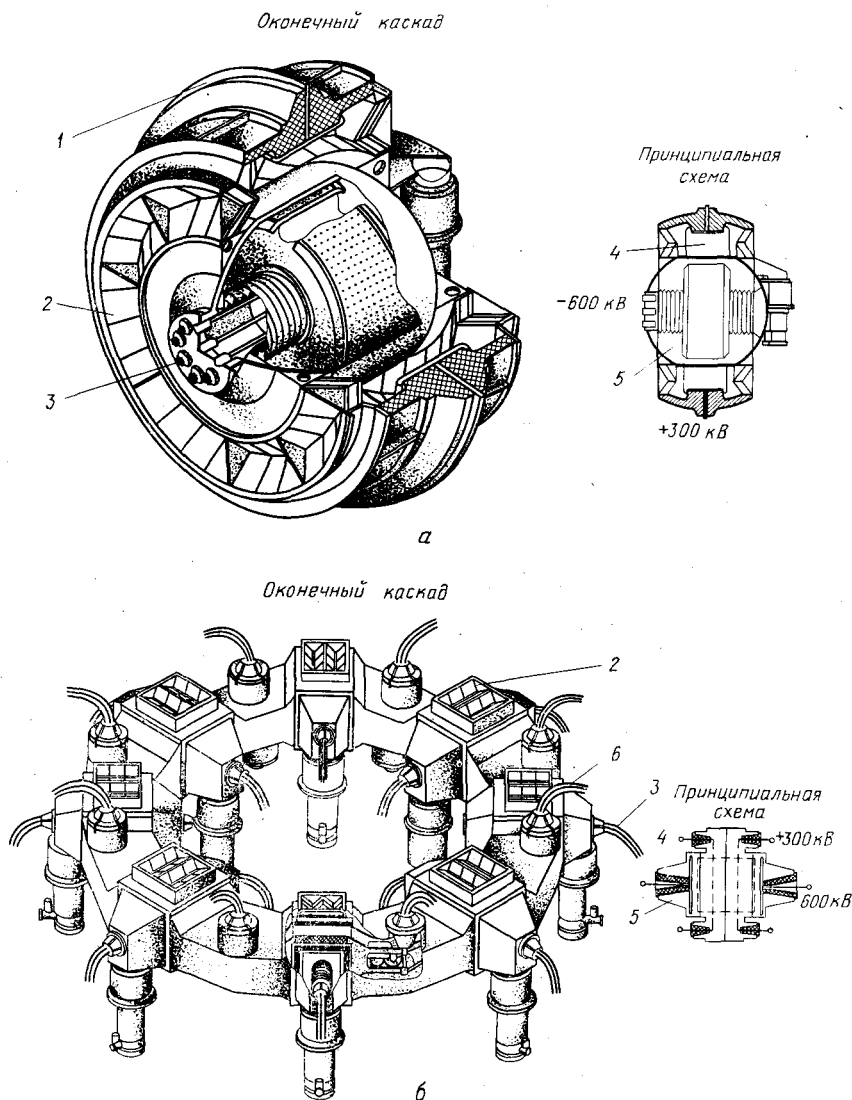


Рис. 30. Схемы окончных каскадов электроионизационного лазерного импульсного усилителя на энергию излучения 100 кДж⁹¹.

а — Коаксиальная схема. б — Кольцевая схема. 1 — анодный ввод; 2 — окно выхода излучения; 3 — кабельный ввод ускорителя; 4 — анод; 5 — ускоритель; 6 — кабельный ввод анода

так и непрерывном режимах на углекислом газе ($\lambda \approx 10,6$ мкм) и на моноокиси углерода¹³⁵ ($\lambda = 5,5$ мкм).

Триодная электронная пушка с площадью электронного пучка 200×1000 мм², с прямонакальным вольфрамовым катодом обеспечивала максимальную плотность электронного тока за фольгой до 7 мкА/см² при напряжении питания до 250 кВ. В левом верхнем углу рис. 9 показаны типичные осциллограммы импульсов электронного тока (внизу) и тока электроионизационного разряда (вверху) в импульсно-

периодическом режиме. На рис. 8 показаны вольт-амперные характеристики электроионизационного разряда в CO_2 -лазерной смеси. Лазер обеспечивал среднюю мощность генерации ≈ 10 кВт как в импульсном, так и в непрерывном режимах. В качестве резонатора использовался неустойчивый трехпроходный телескопический резонатор, построенный на охлажденных медных зеркалах с коэффициентом связи 50%. Излучение выводилось в атмосферу через окно из KCl. Исследования химии электроионизационного разряда показали ¹³⁶⁻¹³⁸, что рабочие смеси CO_2 -лазеров деградируют в процессе

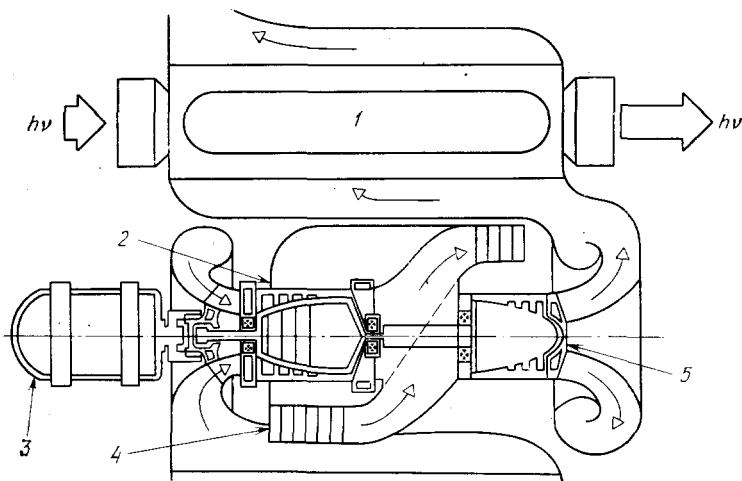


Рис. 31. Турбокомпрессорная схема прокачки активной среды через кольцевой оконечный усилительный каскад ⁹¹.

1 — электронная пушка; 2 — компрессор; 3 — электродвигатель; 4 — теплообменник; 5 — турбина

возбуждения вследствие наработки окислов азота и кислорода. В США последствия деградации CO_2 -лазерных смесей компенсируют медленной заменой деградировавшей рабочей среды на свежую, хотя при этом безвозвратно теряется дорогостоящий гелий. Наряду с химическими регенераторами ¹³⁴ в работе ¹³⁷ были предложены пятикомпонентные лазерные смеси $\text{CO}_2 : \text{CO} : \text{N}_2 : \text{Ar} : \text{He}$ с соотношением компонентов 1 : 1 : 9 : 5 : 4, позволяющие многочасовую непрерывную работу технологического электроионизационного CO_2 -лазера без заметного снижения мощности генерации и стабильности работы.

Понижение рабочей температуры лазерной смеси позволяет существенно поднять к.п.д. лазера до $\approx 24\%$ в импульсно-периодическом режиме ^{23,25,140} и до 20% ^{142,148} в непрерывном режиме. Снижение рабочей температуры газа наряду с повышением к.п.д. позволяет поднять и рабочее давление газа, величина которого ограничивается в непрерывных электроионизационных лазерах увеличением скорости столкновительной релаксации верхнего лазерного уровня с ростом давления.

Вообще говоря, давление рабочей среды в непрерывном электроионизационном CO_2 -лазере может быть выбрано вплоть до 100 атм, однако с увеличением давления необходимо компенсировать релаксацию верхнего лазерного уровня, скорость которой растет квадратично с давлением. Увеличение рабочего давления с 0,1 атм, типичного давления в непрерывном CO_2 -ЭИЛ, до 1 атм требует увеличения как мощности накачки в ~ 100 раз, так и резкого увеличения скорости смены рабочего газа через рабочий объем для компенсации нагрева лазерной смеси в процессе накачки ^{23, 148}. Понижение температуры до 200 К резко снижает столкновительные потери инверсии населенностей, и по этой причине даже при разумной скорости прокачки

≈ 100 м/с в том же рабочем контуре возможно повышение давления CO_2 -лазерной смеси до 0,4 атм.

В ФИАН были выполнены расчеты термодинамических циклов с использованием адиабатического сжатия и охлаждения рабочей среды^{138,148}, позволяющих как поднять к.п.д., так и резко уменьшить габариты и мощность установок при неизменном к.п.д. в турбокомпрессорных системах замкнутой прокачки.

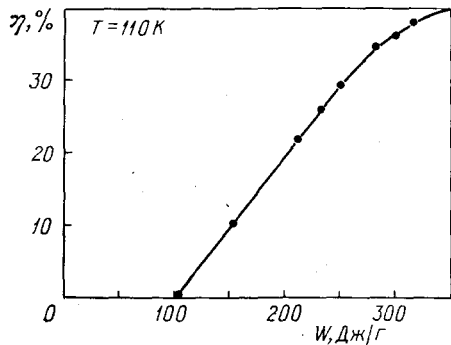


Рис. 32. Зависимость к. п. д. электроионизационного непрерывного лазера мощностью 10 кВт от удельной энергии накачки¹⁴²

Проблема охлаждения рабочей среды в CO_2 -ЭИЛ требует своего решения с целью поиска путей дальнейшего увеличения к.п.д. лазеров. Принципиально возможны тепловые циклы с утилизацией тепла, при осуществлении которых технический к.п.д. лазера «от розетки» может превышать «физический» или даже квантовый к.п.д.^{141,148}. Во всяком случае, замкнутые холодильные циклы на рабочем газе или системы с использованием внешнего хладагента позволяют создать мощные непрерывные CO_2 -ЭИЛ атмосферного давления.

В случае CO -лазерной среды для получения генерации необходимо охлаждение до ~ 100 К⁵². В работах^{133,135,152} был создан первый охлаждаемый CO -ЭИЛ с мощностью излучения ~ 10 кВт и к.п.д. в непрерывном режиме 37 и 44%¹⁴⁰ в импульсно-периодическом. В этом лазере был использован модернизированный контур прокачки и системы ионизации и электропитания CO_2 -ЭИЛ, описанного в работах^{25,133}. В контур прокачки CO -ЭИЛ

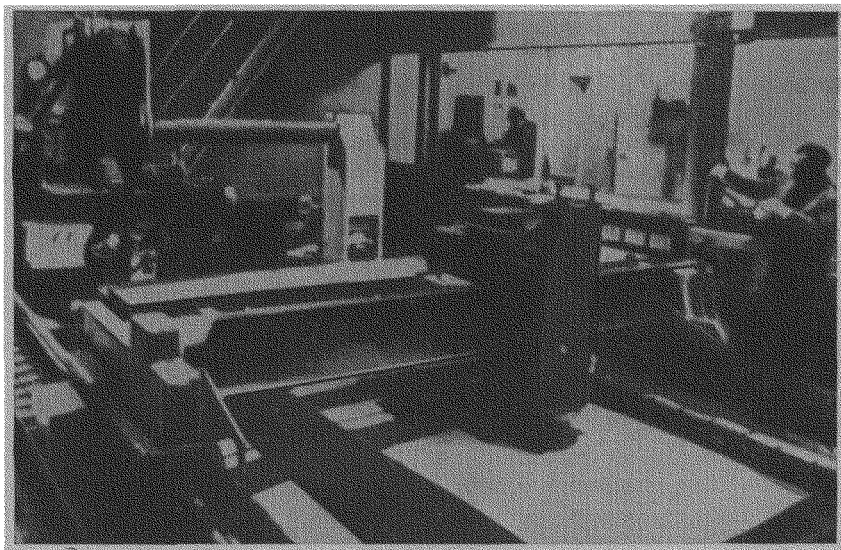


Рис. 33. Электроионизационный лазерный технологический комплекс в работе¹⁴³

был включен охлаждаемый жидким азотом теплообменник, представлявший собой единственный элемент лазера, работающий при температуре жидкого азота. Этот теплообменник был включен в контур прокачки (T_1 на рис. 9) непосредственно перед разрядной камерой. На рис. 32 показана зависимость

к.п.д. СО-лазера в непрерывном режиме от величины энерговклада в единицу массы рабочей смеси, прокачиваемой через область возбуждения. Основные характеристики лазера приведены в табл. VIII.

Таблица VIII

Характеристики лазерной среды непрерывного СО-ЭИЛ
(P — давление рабочей смеси при комнатной температуре,
 u — скорость прокачки газа, E/P — приведенная напряженность
электрического поля, w_u — удельный массовый энергосъем
лазерного излучения)

Состав смеси CO : N ₂ : He : Ar : Xe	P , торр	u , м/с	E/P , В/см·торр	w_u , Дж/г	К.п.д., %
1 : 9 : 10 : 0 : 0	50	24	3	113	37
1 : 9 : 10 : 0 : 0,1	50	24	2,9	110	34
2 : 9 : 10 : 0 : 0,5	50	24	3,2	93	31
2 : 9 : 10 : 0 : 0,5	50	36	3,3	64	29
1 : 2 : 9 : 8 : 0	100	15	2,1	63	23
1 : 2 : 9 : 8 : 0	40	41	3,6	58	23
1 : 2 : 9 : 8 : 0	75	20	2,8	65	24

Плотность тока электронного пучка в этих экспериментах поддерживалась 6 мкА/см², энергия электронов ≈ 200 кэВ. Характеристики СО₂- и СО-ЭИЛ применительно к промышленной технологии с конкретными примерами осуществления технологических процессов приводятся в работе ¹⁴³. На рис. 33 показан электроионизационный лазерный технологический комплекс в работе ²⁵.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лазеры на конденсированных и сжатых газах представляют собой новый класс мощных оптических квантовых генераторов, перспективных для получения когерентного излучения высокого качества с расходимостью

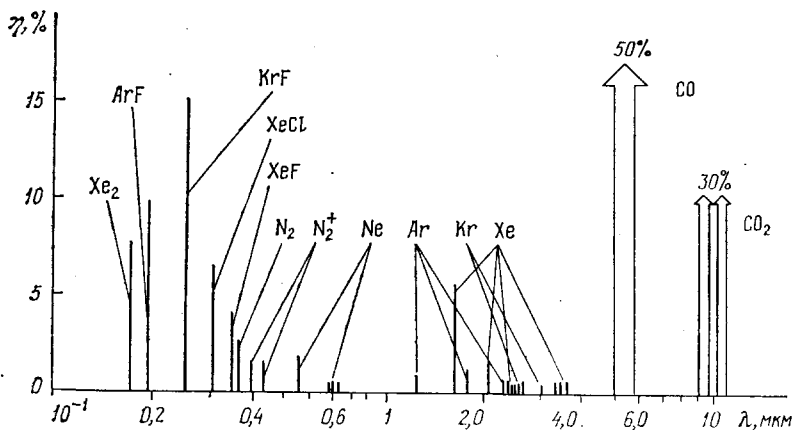


Рис. 34. Схема длин волн излучения и к. п. д. лазеров на конденсированных и сжатых газах, рассмотренных в настоящем обзоре

лазерного луча, приближающейся к дифракционному пределу. Открытие новых лазерных схем и многокомпонентных лазерных сред, позволяющих осуществление импульсного, квазинепрерывного и непрерывного режимов генерации с высоким к.п.д. от 2% (лазеры на электронных переходах атомов и молекул) в видимом диапазоне до 10—15% (эксимерные лазеры) в ультра-

фиолете и до 20—40% (CO_2 -, CO -ЭИЛ) в среднем инфракрасном диапазоне дает возможности создания мощных лазерных систем для применений в промышленности, для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза, в научных исследованиях.

В этом обзоре, построенном главным образом на работах, выполненных в лаборатории квантовой радиофизики ФИАН, были рассмотрены лазерные системы большого объема (волноводные лазеры на сжатых газах не рассматривались) и высокой мощности, непосредственно генерирующие и усиливающие лазерное излучение (рис. 34). Не рассматривались также преобразователи и комбинационные лазеры на сжатых и конденсированных газах, работающие на различных видах вынужденного рассеяния¹⁴⁴. Бурное развитие исследований в области лазеров на конденсированных и сжатых газах уже сегодня показывает, что этот класс лазеров может составить серьезную конкуренцию твердотельным лазерам по импульсной мощности, а газоразрядным лазерам низкого давления по к.п.д. и средней мощности генерации.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Basov N. G. — In: *Advances in Quantum Electronics*. — N.Y.: Columbia Univ. Press, 1961, v. 2, p. 506.
2. Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Девятков А. Г. — ДАН СССР, 1964, т. 155, с. 783.
3. Basov N. G. — *IEEE J. Quantum Electron.*, 1966, v. QE-2, p. 354.
4. Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Данилычев В. А., Девятков А. Г., Кашников Г. Н., Ланцов Н. П. — *Письма ЖЭТФ*, 1968, т. 7, с. 404.
5. Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Данилычев В. А., Кашников Г. Н., Керимов О. М., Ланцов Н. П. — *Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР)*, 1970, № 7, с. 68.
6. Данилычев В. А. *Оптические квантовые генераторы на конденсированных и сжатых газах: Автореферат докт. диссертации*. — М.: ФИАН СССР, 1973.
7. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Попов Ю. М., Ходкевич Д. Д. — *Письма ЖЭТФ*, 1970, т. 12, с. 473.
8. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Попов Ю. М. — В кн.: *Квантовая электроника*. — М.: Сов. радио, 1971, вып. 1, с. 29.
Basov N. G., Danilychev V. A., Porov Yu. M. — *Ogo Butsuri (Japan)*, 1971, v. 40, № 2, p. 139. — *Presentation at VI Intern. Quantum Electronics Conference. Kyoto, Japan, September 1970.*
9. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. — В кн.: *Квантовая электроника*. — М.: Сов. радио, 1971, вып. 3, с. 121.
10. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Сучков А. Ф. — *Письма ЖЭТФ*, 1971, т. 14, с. 421.
11. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. — *Вестн. АН СССР*, 1972, № 3, с. 12.
12. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Подсосонный А. С., Сучков А. Ф. *Электроионизационные лазеры: Препринт ФИАН СССР № 56*. — Москва, 29 апреля 1972 г.
13. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Подсосонный А. С., Сучков А. Ф. — *ЖЭТФ*, 1973, т. 64, с. 108.
14. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. — *УФН*, 1974, т. 114, с. 213.
15. Данилычев В. А., Ходкевич Д. Д. — *ПТЭ*, 1971, № 3, с. 157.
16. *Экимерные лазеры*/Под ред. Ч. Роудза. — М.: Мир, 1981.
17. Афанасьев Ю. В., Беленов Э. М., Богданкевич О. В., Данилычев В. А., Дарзник С. Г., Сучков А. Ф. — *Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР)*, 1970, № 11, с. 23.
18. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. — В кн.: *Квантовая электроника*. — М.: Сов. радио, 1971, вып. 3, с. 121.
19. Лёв Л. *Основные процессы электрических разрядов в газах*. — М.; Л.: Гостехиздат, 1950.
20. Росси Б., Шгауб Г. *Ионизационные камеры и счетчики*. — М.: ИЛ, 1951.
21. Басов Н. Г., Бабаев И. К., Данилычев В. А., Михайлов М. Д., Орлов В. К., Савельев В. В., Сон В. Г., Чебуркин Н. В. — *Квант. электрон.*, 1979, т. 6, с. 772.

22. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Сучков А. Ф. — ЖТФ, 1972, т. 42, с. 2540.
23. Глотов Е. П., Данилычев В. А., Чебуркин Н. В. Эффективность использования электронного пучка в импульсно-периодических электроионизационных CO₂-лазерах и комплексная оптимизация параметров их возбуждения. — Тр. ФИАН СССР, 1983, т. 142, с. 3.
24. Александров В. В., Глотов Е. П., Данилычев В. А., Котеров В. Н., Сорока А. М. К теории несамостоятельных объемных разрядов в молекулярных и благородных газах. — Ibidem, с. 46.
25. Basov N. G., Glotov E. P., Danilychev V. A., Smirnov Yu. N., Soroaka A. M., Yugov V. I. High Power Electroionization CO₂ Lasers for Laser Technology. — In: Proceeding of International Conference on Lasers-81. December, 14—18, 1981. — New Orleans, USA, 1981, p. 611.
26. Блецкий А. В., Смирнов Б. М. — ДАН СССР, 1970, т. 190, с. 809.
27. Блинов Н. А., Леонтьев И. А., Орлов В. К., Чебуркин Н. В. — Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 1808.
28. Андрияхин В. М., Велихов Е. П. и др. — Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 637.
29. Батырбеков Г. А., Данилычев В. А. и др. — Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 1761.
30. Ткач Ю. А., Файнберг Я. Б., Болотин Л. И., Бессараб Я. Я., Гадецкий Н. П., Черненко Ю. Н., Березин А. К. — Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 956.
31. Андрияхин В. М., Велихов Е. П., Голубев С. А., Красильников С. С., Прохоров А. М., Письменный В. Л., Рахимов А. Г. — Ibidem, 1968, т. 8, с. 346.
32. Голубев С. А., Письменный В. Д., Рахимова Т. В., Рахимов А. Г. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 458.
33. Долгов-Савельев Г. Г., Кузнецов В. В., Козьмин Ю. Л., Оршич А. М. — ЖПС, 1970, т. 12, с. 737.
34. См. 26.
35. Прохоров А. М., Дацкевич Н. П., Карлова Е. К., Карлов Н. В., Ковальчук Б. Н., Конев Ю. Б., Кононов Н. Н., Рочетов И. В., Кузьмин Г. П., Месяц Г. А., Никифоров С. М., Певгов В. Г. — Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 457.
36. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Лобанов А. Н., Подсосонный А. С., Сучков А. Ф. — Ibidem, 1975, т. 2, с. 28.
37. Джонсон А. В., Жерардо Д. Е., Пальмер Р. Е. — Ibidem, 1976, т. 3, с. 916.
38. Houtermans F. G. — Helv. Phys. Acta, 1960, v. 33, p. 933.
39. Tanaka Y. — Sci Papers Inst. Phys. Chem. Res. (Tokyo), 1942, v. 39, p. 465.
40. Jortner J., Meger L., Rice S. A., Wilson E. G. — J. Chem. Phys., 1965, v. 42, p. 4250.
41. Wilkinson P. G. — Can. J. Phys., 1967, v. 45, p. 1715.
42. Tanaka Y. J. — Opt. Soc. Amer., 1955, v. 45, p. 710.
43. Sagres A., Wu C. S. — Rev. Sci. Instrum., 1957, v. 28, p. 758.
44. Молчанов А. Г., Полуэктов И. А., Попов Ю. М. — ФТТ, 1967, т. 9, с. 3363.
45. Basov N. G., Balashov E. M., Bogdankevitch O. V., Danilychev V. A., Kashnikov G. N., Lantsov N. P., Khodkevitch D. D. — In: Intern. Conference on Luminescence. New Ark., Delaware, USA, August 25—29, 1969. — J. Luminescence, 1970, v. 1, p. 834.
46. Богданкевич О. В., Данилычев В. А., Кашников Г. Н., Керимов О. М., Ланцов Н. П. Катодолюминесценция конденсированного ксенона: Препринт ФИАН СССР № 9. — Москва, 1970.
47. Данилычев В. А., Кашников Г. Н., Попов Ю. М. Фотолуминесценция конденсированного ксенона в области фазового перехода жидкость — кристалл: Препринт ФИАН СССР № 136. — Москва, 1970.
48. Басов Н. Г., Глотов Е. П., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Мызников Ю. Ф., Сорока А. М., Таманян Г. Ю., Чебуркин Н. В. — Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 1162.
49. Баранов М. Д., Бурдин С. Г., Данилычев В. А., Керимов О. М. — Ibidem, 1975, т. 2, с. 1997.
50. Басов Н. Г., Бруни А. Н., Бурдин С. Г., Данилычев В. А., Дегтярев А. Г., Долгих В. А., Керимов О. М., Лобанов А. Н., Сучков А. Ф. Газовые лазеры высокого давления на электронных переходах молекул: Препринт ФИАН СССР № 23. — Москва, 1977.
51. Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б. Молекулярные газовые лазеры высокого давления. — Итоги науки. Сер. «Раднотехника». Т. 12. — М.: ВИНТИ, 1977.

52. Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б. Оптические квантовые генераторы на сжатых газах.— Тр. ФИАН СССР, 1976, т. 85, с. 49.
53. Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М. Исследование молекулярных газовых лазеров на электронных переходах, возбуждаемых электронным пучком.— Ibidem, 1983, т. 142, с. 172.
54. Koehler H. A., Ferderber L. G., Readhead D. L., Ebert P. G.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, p. 198.
55. Gerardo G. B., Gohnson A. W.— IEEE J. Quantum Electron., 1973, v. QE-9, p. 748.
56. Hoff P. W., Swingle G. C., Rhodes C. K.— Opt. Commun., 1973, v. 8, p. 128.
57. Hoff P. W., Swingle G. C., Rhodes C. K.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 245.
58. Hughes W. M., Shannon G., Hunter R.— Ibidem, 1974, v. 24, p. 488.
59. Johnson A. W., Gerardo G. B.— J. Chem. Phys., 1973, v. 59, No. 4.
60. Hughes W. M., Shannon G., Kolb A., Ault E., Bhaumik M.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 385.
61. Смирнов Б. М.— УФН, 1983, т. 139, с. 53.
62. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах.— М.: Энергоатомиздат, 1985, гл. 7.
63. Lorents D. C.— Physica. Ser. C, 1976, v. 82, p. 19.
64. Mulliken R. S.— J. Chem. Phys., 1970, v. 52, p. 5170.
65. Басов Н. Г., Глотов Е. П., Данилычев В. А., Миланч А. И., Сорока А. М.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 449.
66. Danilychev V. A., Glotov E. P., Milanich A. I., Soroka A. M.— IEEE J. Quantum Electron., 1980, v. QE-16, p. 154.
67. Кузнецова Л. А. и др.— Вестник МГУ. Сер. II «Химия», 1964, № 19.
68. Golde M. F., Trush B. A.— Chem. Phys. Lett., 1974, v. 29, p. 486.
69. Velazco G. E., Setser D. W.— J. Chem. Phys., 1975, v. 62, p. 1990.
70. Ewing G. G., Brau Ch. A.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 12, p. 129.
71. Golde M. F.— J. Mol. Spectr., 1975, v. 58, p. 261.
72. Brau Ch. A., Ewing G. G.— J. Chem. Phys., 1975, v. 63, p. 4640.
73. Searles S. K., Hart G. A.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 243.
74. Tisone G. C., Hays A. K., Hoffman G. M.— Opt. Commun., 1975, v. 15, p. 188.
75. Aulf E. R., Jr., Bradford R. C., Bhaumik M. L.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 413.
76. Ewing G. G., Brau Ch. A.— Ibidem, p. 350.
77. Brau Ch. A., Ewing G. G.— Ibidem, p. 435.
78. Rokni M., Mangano J. G., Jacob G. H., Hsia G. G.— IEEE J. Quantum Electron., 1978, v. QE-14, p. 464.
79. Goldhar J., Jancaitis K. S., Murray J. R.— In: Technical Digest CLEO-84.— Washington, D.C.: OSA, 1984, ThB2, p. 136.
80. Rosocha L. A.— In: Advanced Program CLEO-85.— Washington, D.C.: OSA, 1985, ThL2, p. 63.
81. Басов Н. Г., Брунин А. Н., Данилычев В. А., Дегтярев А. Г., Долгих В. А., Керимов О. М.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 1057.
82. Басов Н. Г., Брунин А. Н., Данилычев В. А., Дегтярев А. Г., Долгих В. А., Керимов О. М.— Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 1595.
83. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Лебедев В. С., Молчанов А. Г.— Письма ЖТФ, 1977, т. 26, с. 20.
84. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Лебедев В. С., Молчанов А. Г.— Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 1010.
85. Mangano G. A., Jacob G. H., Rokni M., Hawryluk A.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, p. 26.
86. Rokni M., Jacob J. A., Mangano G. A.— Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 16, p. 2216.
87. Hawryluk A. M., Mangano G. A., Jacob J. H.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, p. 164.
88. Hsia G. C., Mangano G. A., Jacob J. H., Rokni M.— Ibidem, 1979, v. 34, p. 308.
89. Lorentz D. C., Huestis D. L., McCusker M. V., Nakano H. H., Hill R. M.— J. Chem. Phys., 1978, v. 68, p. 4657.
90. Bhaumik M. L., Bradford R. S., Jr., Ault E. R.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, p. 23.
91. Afanasiev Yu. V., Basov N. G., Danilychev V. A., Molchanov A. G. Laser Fusion and Driver Problem: Preprint FIAN USSR No. 258.— Moscow, 1983, p. 39.
92. Глотов Е. П., Данилычев В. А., Зворыкин В. Д. Исследование механизмов разрушения и способов защиты разделительной фольги электронных

- пушек при стриммерном пробое разрядного промежутка.— Тр. ФИАН СССР, 1980, т. 116, с. 202.
93. Danilychev V. A., Kerimov O. M., Milanich A. I. Presentation at Lasers and Applications International Conference and School. LAICS82. Bucharest, September 1982.
 94. Басов Н. Г., Брунин А. Н., Данилычев В. А., Дегтярев А. Г., Долгих В. А., Керимов О. М., Лобанов А. Н.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 337.
 95. Басов Н. Г., Брунин А. Н., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Лобанов А. Н.— Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 1727.
 96. Данилычев В. А., Зубков В. М., Керимов О. М., Миланич А. И., Сагитов С. И.— Ibidem, 1978, т. 5, с. 2027.
 97. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Лобанов А. Н., Сучков А. Ф.— Письма ЖТФ, 1974, т. 20, с. 124.
 98. Searles S. K., Hart G. A.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, p. 79.
 99. Ault E. R., Bhaumik M. L., Olson N. T.— J. Quantum Electron., 1974, v. QE-10, p. 624.
 100. Gutcheck R. A., Hill R. M., Lorents D. C., Huestis D. L., McCusker M. V., Nakano H. H.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 3106.
 101. Leonard D. A.— Appl. Phys. Lett., 1965, v. 7, p. 4.
 102. Dreyfus R. W., Hodson R. T.— Ibidem, 1972, v. 20, p. 195.
 103. Patterson E. L., Gerardo J. B., Johnson A. W.— Ibidem, v. 21, p. 293.
 104. Елецкий А. В., Смирнов Б. М.— В кн.: Газовые лазеры. М.: Атомиздат, 1971, с. 151.
 105. Басов Н. Г., Брунин А. Н., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Лобанов А. Н., Сагитов С. И., Сучков А. Ф.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 2238.
 106. Брунин А. Н., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Васильев Л. А., Долгов-Савельев Г. Г., Козоровицкий Л. Л.— Ibidem, с. 1591.
 107. Брунин А. Н., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Лобанов А. Н.— Ibidem, 1976, т. 3, с. 2344.
 108. Бочкова О. П., Чернышева Н. В., Толмачев Ю. А.— Оит. и спектр., 1974, т. 36, с. 36.
 109. Collins C. B., Cunningham A. J., Stockton M.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, p. 344.
 110. Collins C. B., Carral J. M., Lee F. W., Cunningham A. J.— Ibidem, 1976, v. 28, p. 555.
 111. Александров А. Ю., Басов Н. Г., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Мызников Ю. Ф., Рудой И. Г., Сорока А. М.— Письма ЖТФ, 1985, т. 42, с. 47.
 112. Charovsky P. L., Lisitsyn V. N., Sorokin A. R.— Opt. Commun., 1976, v. 16, p. 33.
 113. Newman L. A., DeTemple T. A.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 678.
 114. Лосев В. Ф., Тарасенко В. Ф.— Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 663.
 115. Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривоносов В. Н., Мельников С. П., Подмошенский И. В., Синянский А. А.— Письма ЖТФ, 1981, т. 7, с. 1016.
 116. Basov N. G., Baranov V. V., Chugunov A. Yu., Danilychev V. A., Dudin A. Yu., Kholin I. V., Ustinovskiy N. N., Zagarny D. A.— IEEE J. Quantum Electron.
 117. Basov N. G., Chugunov A. Yu., Danilychev V. A., Kholin I. V., Ustinovskiy N. N.— Ibidem, 1983, v. QE-19, p. 129.
 118. Баранов В. В., Басов Н. Г., Данилычев В. А., Дудин А. Ю., Заярный Д. А., Устиновский Н. Н., Холин И. В., Чугунов А. Ю.— Письма ЖТФ, 1984, т. 39, с. 426.
 119. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Дудин А. Ю., Заярный Д. А., Устиновский Н. Н., Холин И. В., Чугунов А. Ю.— Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 1722.
 120. Chorovsky P. L., Lisitsyn V. N., Sorokin A. R.— Opt. Commun., 1976, v. 16, p. 33.
 121. Bridges W. B., Chester A. N.— Appl. Opt., 1965, v. 4, p. 573.
 122. Schmieder D., Brink D. J., Salamon T. I., Jones E. G.— Opt. Commun., 1981, v. 36, p. 223.
 123. Дункин Ф. В., Держнев В. И., Месяц Г. А., Скакун В. С., Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И.— Квант. электрон., 1985, т. 12, с. 245.
 124. Frommhold L., Biondi M. A.— Phys. Rev., 1969, v. 5, p. 244.
 125. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий.— М.: Наука, 1979.

126. Вирин Л. И., Джагацпаян Р. В., Карачевцев Г. В. и др. Ионно-молекулярные реакции в газах.— М.: Наука, 1979.
127. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы.— М.: Энергоиздат, 1982.
128. Deloche R., Confalon A., Chevet M. — C. R. Ac. Sci., 1968, t. 267, p. 934.
129. Басов Н. Г., Баранов В. В., Данилычев В. А., Дудин А. Ю., Заярный Д. А., Устиновский Н. Н., Холин И. В., Чугунов А. Ю.— Квант. электрон., 1985, т. 12, с. 1521.
130. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.— УФН, 1977, т. 122, с. 419.
131. Велихов Е. П., Голубев С. А., Ковалев А. С., Персианцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. Т., Рахимова Т. В.— Физ. плазмы, 1975, т. 1, с. 847.
132. Анохин А. В., Бабаев И. К., Блинов Н. А., Грачев А. Ф., Долгов-Савельев Г. Г., Михайлов М. Д., Орлов В. К., Разумцев В. Ф., Савельев В. В., Чебуркин Н. В.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 211.
133. Аверин А. П., Басов Н. Г., Васильев Л. А., Глотов Е. П., Головин М. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Малыш М. М., Сорока А. М., Чебуркин Н. В., Устинов Н. Д., Югов В. И.— Ibidem, 1982, т. 9, с. 2357.
134. Алексеев В. А., Бабаев И. К., Багдасаров З. Е., Басов Н. Г., Данилычев В. А. и др.— Свароч. произ-во, 1979, № 9, с. 12.
135. Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П., Данилычев В. А., Драчук Л. Н., Керимов О. М., Матвеев И. Н., Сорока А. М., Устинов Н. Д., Чебуркин Н. В., Югов В. И.— Квант. электрон., 1983, т. 10, № 8, с. 2090.
136. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Пантелеев В. И.— Хим. выс. энергий, 1978, т. 12, с. 839.
137. Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П., Данилычев В. А., Леонов Ю. С., Сажина Н. Н., Сорока А. М., Югов В. И.— Письма ЖТФ, 1981, т. 7, с. 769.
138. Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П., Гуров В. В., Данилычев В. А., Малыш М. М., Мехряков В. Н., Перлов С. Г., Сажина Н. Н., Снигирева Н. И., Сорока А. М., Фадюшин И. М., Югов В. И.— ДАН СССР, 1982, т. 266, с. 844.
139. Locke E. V., Hoag E. D., Hella R. A.— IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. QE-8, p. 132.
140. Basov N. G., Bashenko V. V., Glotov E. P., Gornu S. G., Danilychev V. A., Karlov G. N., Lopota V. A., Malyshe M. M., Rudoi I. G., Saburov V. A., Soroka A. M.— Ibidem, 1985.
141. Александров В. В., Басов Н. Г., Глотов Е. П., Данилычев В. А., Котеров В. Н., Сорока А. М.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 449.
142. Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П., Данилычев В. А., Керимов О. М., Матвеев И. Н., Сорока А. М., Устинов Н. Д., Югов В. И., Чебуркин Н. В.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1519.
143. Басов Н. Г., Данилычев В. А. Мощные лазеры в технологии.— В кн.: Наука и человечество. 1985.— М., Знание, 1985.
144. Грасюк А. З.— Квант. электрон., 1974, № 3, с. 485.
145. Басов Н. Г., Александров А. Ю., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Мызников Ю. Ф., Рудой И. Г., Сорока А. М.— Письма ЖЭТФ, 0000, т. 41, с. 156.
146. Баранов В. В., Басов Н. Г., Данилычев В. А., Дудин А. Ю., Заярный Д. А., Устиновский Н. Н., Холин И. В., Чугунов А. Ю.— Квант. электрон., 1985, т. 12, с. 2307.
147. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 545.
148. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Глотов Е. П., Сорока А. М. Исследование технологических CO₂-лазеров.— Тр. ФИАН СССР, 1983, т. 142, с. 95.