

## ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ НА СЖАТОМ УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ

*Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков*

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	213
2. Электроионизационный метод накачки газовых лазеров высокого давления . . . . .	216
3. Сильноточный самостоятельный разряд в условиях интенсивной ионизации газа . . . . .	218
4. Электроионизационный CO <sub>2</sub> -лазер высокого давления . . . . .	223
5. Коэффициент усиления активной среды электроионизационного CO <sub>2</sub> -лазера высокого давления . . . . .	230
6. Пробой активной среды собственным излучением лазера . . . . .	234
7. Генерация ультракоротких импульсов . . . . .	235
8. Режимы работы электроионизационных CO <sub>2</sub> -лазеров . . . . .	237
9. Перспективы применения новых рабочих веществ . . . . .	241
10. Заключение . . . . .	243
Цитированная литература . . . . .	245

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к сжатым газам как активной среде оптических квантовых генераторов определяется их высокой однородностью, возможностью достижения большой концентрации активных частиц и существованием лазерных схем на газах с к. п. д. до 50%. Кроме того, при высоких давлениях возможно осуществление плавной перестройки частоты, генерации ультракоротких импульсов, достижение высокой мощности и когерентности излучения. Эти свойства сжатых газов привлекают к ним внимание как возможной активной среде мощных квантовых генераторов, потребность в которых особенно ощущается в последнее время в связи с развитием работ по управляемому термоядерному синтезу, направленному стимулированию химических реакций и другим применениям лазеров.

Проблема создания мощных лазеров на сжатых газах встречается с двумя основными трудностями. Во-первых, традиционный метод возбуждения газовых лазеров — электрический разряд — неприменим для возбуждения достаточно больших объемов сжатых газов из-за возникновения неустойчивостей в разряде, которые приводят к шнурованию разряда и невозможности объемного возбуждения. Таким образом, возникает необходимость в развитии новых методов для возбуждения сжатых газов. Во-вторых, процессы заселения лазерных уровней в сжатых газах могут сопровождаться значительным возрастанием роли тушащих столкновений активных частиц с нейтральными молекулами и электронами. Кроме того, ударное уширение лазерных уровней, пропорциональное давлению газа, приводит к необходимости дополнительного увеличения скорости подкачки с ростом давления.

Для возбуждения лазеров на рабочих веществах с большой концентрацией активных частиц в 1961 г. был предложен метод накачки электронным пучком<sup>1</sup>. Применение этого метода позволило получить генерацию на полупроводниках<sup>2,3</sup>, а также конденсированных и сжатых газах<sup>4,5</sup>. Возбуждение рабочей среды осуществлялось с помощью сильноточных наносекундных ускорителей, электронный ток которых достигал  $10^4$  а при энергии электронов 1 Мэв. Создание ускорителей высокой мощности для возбуждения лазеров с большими объемами рабочего вещества является сложной технической задачей. Кроме того, средняя энергия вторичных электронов, возникающих при взаимодействии электронного пучка с активной средой ОКГ, составляет величину  $\sim 10\text{--}30$  эв, поэтому накачка лазеров электронным пучком эффективна для возбуждения электронных переходов и малоэффективна для возбуждения колебательно-вращательных переходов: максимумы сечений возбуждения последних лежат в области 1—2 эв. Однако возбуждение колебательных уровней представляет большой интерес, поскольку именно на колебательно-вращательных переходах молекул достигается режим генерации с очень высоким к. п. д. — до 30—50%<sup>6</sup>. Таким образом, хотя накачка лазеров на сжатых газах электронным пучком возможна, для создания ОКГ с высоким к. п. д. и большими объемами рабочего газа требуются новые методы возбуждения.

В 1970 г. в работах<sup>7,8</sup> было предложено для повышения давления и увеличения рабочего объема газовых лазеров с электрической накачкой создавать свободные электроны с помощью внешнего источника ионизации.

В 1971 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР был создан первый лазер на сжатом газе, представлявшем собой смесь углекислого газа и азота при общем давлении до 25 атм<sup>9</sup>. Мощность излучения с единицы объема в этом лазере возросла по сравнению с обычным CO<sub>2</sub>-лазером примерно в  $10^6$  раз.

В этих работах было показано следующее:

- а) тройные тушащие столкновения слабо влияют на генерационные характеристики ОКГ на сжатых газах вплоть до давления, равного 25 атм;
- б) метод возбуждения характеризуется высокой степенью пространственной однородности и отсутствием контрагирования разряда;
- в) внутреннее поле плазмы практически не оказывает экранирующего действия на внешнее поле, не приводит к неравномерному использованию рабочего объема и резкому сокращению выходной энергии лазера, как это предполагалось в работе<sup>7</sup>. Эти лазеры были названы электроионизационными.

Комбинированное возбуждение газовых лазеров электрическим разрядом и ионизирующим излучением исследовалось ранее в ряде работ в области давлений газа и объемов активной среды, характерных для обычного газоразрядного лазера низкого давления в условиях, когда шнурования (контрагирования) самостоятельного тлеющего разряда не происходит. Так, в работе<sup>10</sup> в результате накачки аргонового лазера плазменно-пучковым разрядом была достигнута электронная температура плазмы  $\sim 100$  эв и получена генерация при очень низких давлениях газа  $\sim 10^{-4}$  тор. Исследованию влияния протонного пучка на генерацию газового ОКГ на основе CO<sub>2</sub> в области давлений 1—10 тор были посвящены работы<sup>11</sup>. В этих работах возможность продвижения в область высоких давлений не рассматривалась, эксперименты выполнялись в условиях, когда шнурование разряда не происходит и без дополнительной ионизации газа внешним источником.

В работе<sup>12</sup> были предприняты попытки увеличить давление рабочего газа. Однако значительного увеличения давления по сравнению с давлением в обычном газоразрядном лазере получить не удалось: генерация

в  $\text{CO}_2$ -лазере с комбинированной накачкой электронным пучком и электрическим разрядом срывалась при давлениях выше 30 *тор*.

С помощью различных технических методов стабилизации тлеющего разряда авторам работ <sup>13, 14</sup> удалось существенно повысить (до  $\sim 1$  *атм*) давление рабочего газа в  $\text{CO}_2$ -лазере. В лазерах, описанных в <sup>13, 14</sup>, использовался поперечный разряд (вместо обычно применявшегося продольного) и электроды специальной формы. Эти лазеры получили название ТЕА лазеров. Однако применение поперечного разряда не изменило принципиально механизма накачки, не позволило продвинуться в области высоких давлений и значительно увеличить объем активной среды.

Работа Перссона по стабилизации тлеющего разряда низкого давления электронным пучком <sup>15</sup> послужила отправной точкой исследований по поиску методов накачки  $\text{CO}_2$ -лазера атмосферного давления, выполненных в Лос-Аламосской исследовательской лаборатории США. В 1971 г. сотрудники этой лаборатории опубликовали заметку о получении усиления в смеси углекислого газа, азота и гелия при атмосферном давлении, возбуждаемой стабилизированным электронным пучком разрядом <sup>16</sup>. Однако авторы работы <sup>16</sup> были осторожны в оценках возможности применения реализованного ими метода накачки для возбуждения активной среды при давлениях, превышающих атмосферное.

В настоящее время, несмотря на то, что электроионизационный принцип возбуждения плотных газов существует всего около двух лет, именно с электроионизационными лазерами связан ряд выдающихся достижений лазерной техники:

1) Удалось возбудить значительные объемы плотных газов, исчисляемые десятками литров <sup>17-20</sup>.

2) Удалось реализовать энергосъем  $0,05$  Дж/см<sup>3</sup> атм при коэффициенте полезного действия 25—30% <sup>17-20</sup>.

3) Показано, что такие лазеры могут работать при высоких давлениях  $\sim 100$  атм <sup>21</sup>.

4) Реализованы импульсный (с импульсами короче наносекунды), квазинепрерывный и непрерывный режимы <sup>17, 22</sup>.

5) Успешно ведется работа по перестройке частоты генерации в широком диапазоне частот <sup>23, 24</sup>.

Несмотря на эти достижения, остается еще много вопросов, требующих своего решения, связанных как с физическими процессами в активной среде, так и с разработкой отдельных элементов лазеров.

Необходимо более полное исследование вероятностей различных элементарных процессов. Существующих сведений, например, даже о молекуле  $\text{CO}_2$ , являющейся одной из наиболее изученных, недостаточно даже для грубых оценок мощности генерации и коэффициента усиления между различными высоковозбужденными уровнями. Но именно эти переходы позволяют перестраивать частоты генерации  $\text{CO}_2$ -лазера в широких пределах.

Весьма важным является вопрос об эффективности съема энергии в режиме усиления ультракоротких импульсов. Непосредственно с этим связано исследование нелинейных оптических явлений, возникающих при распространении светового импульса в активной среде. При высоких давлениях существенную роль могут играть эффекты, нелинейные по давлению, тройные тушащие столкновения, возникновение новых, так называемых индуцированных давлением и сильным электрическим полем, оптических переходов.

Несомненный интерес представляют химические превращения, протекающие в самой плазме, созданной электроионизационным методом, характеризующейся резким отличием колебательных и поступательной температур и высокой плотностью колебательно-возбужденных молекул. При

поступательной температуре, близкой к комнатной, температура отдельных колебательных степеней свободы молекулы может достигать тысяч градусов. В таких термодинамически неравновесных условиях химические реакции протекают с высокой скоростью, требуют малых энергетических затрат и отличаются высоким выходом конечных продуктов<sup>25</sup>. Некоторые протекающие в электроионизационной плазме химические реакции представляют самостоятельный практический интерес.

Мы назвали лишь часть вопросов, возникающих при более внимательном знакомстве с газовыми лазерами высокого давления. Однако даже из этого краткого перечня видно, какой большой круг новых физических задач должен быть решен при освоении газовых лазеров высокого давления. Некоторые из них будут изложены в настоящем обзоре, построенном в основном на материалах работ, появившихся до середины 1973 г.

## 2. ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД НАКАЧКИ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Рассмотрим сущность метода возбуждения и результаты исследования физических процессов в активной среде на примере электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера.

Известно, что при движении электронов через молекулярный газ под действием электрического поля электроны испытывают столкновения с молекулами. При неупругих столкновениях электроны передают энергию, накопленную между столкновениями, различным степеням свободы молекул. На рис. 1 показана в относительных единицах эффективность различных механизмов потерь энергии электронами в зависимости от отношения электрического поля к давлению для молекулярного азота<sup>26</sup>. Аналогичные кривые можно получить и для других молекулярных газов. Из рис. 1 видно, что при значениях параметра  $E/P \sim 10$  в/см·тор основным механизмом потерь энергии электронами является возбуждение колебаний молекул. В области значений параметра  $E/P \sim 40$  в/см·тор основной механизм потерь — возбуждение электронных уровней и ионизация.

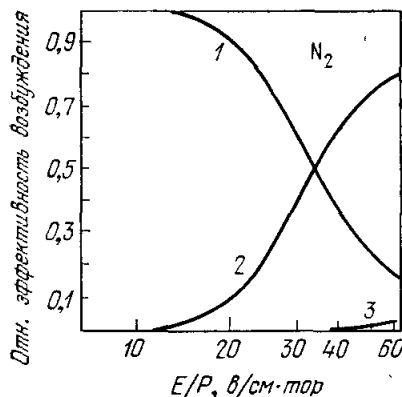


Рис. 1. Доля энергии, передаваемая в единицу времени на возбуждение колебательных (1), электронных (2) уровней и ионизацию (3) при движении электрона через молекулярный азот с давлением  $P$  под действием электрического поля  $E$ <sup>26</sup>.

Таким образом, мы видим, что для лазера на колебательно-вращательных переходах с накачкой электрическим током оптимальная область значений

электрического поля находится значительно ниже поля зажигания самостоятельного разряда. Этот вывод следовал из многочисленных экспериментальных данных по возбуждению вращательно-колебательных уровней электронным ударом<sup>27</sup>.

Итак, в оптимальной схеме электрической накачки молекулярного газового лазера необходимо отказаться от самостоятельного электрического разряда, поддерживать величину параметра  $E/P$  в области высокой эффективности соответствующего механизма возбуждения и создавать проводимость газа независимым путем, например посредством облучения

проникающим излучением. В этом случае концентрация свободных электронов в активной среде не зависит от величины электрического поля и определяется только интенсивностью ионизирующего излучения. Отказ от самостоятельного разряда приводит к тому, что процесс протекания электрического тока через ионизационный газ становится устойчивым и отпадают ограничения на давление рабочего газа и размер системы, существовавшие для самостоятельного разряда. Именно это обстоятельство является важнейшей особенностью электроионизационного метода введения энергии в активную среду лазера, принципиально отличающей электроионизационный метод от других методов комбинированной накачки.

На рис. 2 показана схема возбуждения электроионизационного лазера. Сжатый газ помещается между двумя металлическими электродами, на которые подается напряжение электрического питания. Величина напряжения выбирается в соответствии с оптимальным значением  $E/P$ . Для возбуждения вращательно-колебательных переходов в молекулярных газах оптимальное значение параметра  $E/P$  в 5—10 раз ниже пробивного. Под действием ионизирующего излучения создается проводимость газа, через газ течет ток, и в газе выделяется энергия

$$W = \sigma E^2 \tau_{\text{и}}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — проводимость газа, задаваемая внешней ионизацией,  $E$  — электрическое поле,  $\tau_{\text{и}}$  — длительность импульса электрического питания. Эта энергия при оптимальном  $E/P$  с к. п. д., близким к 100%, преобразуется в энергию колебаний молекул и затем в результате колебательно-поступательной релаксации может превратиться в тепло. При соответствующем подборе состава газа можно значительную долю колебательной энергии сконцентрировать на верхнем лазерном колебательном уровне и затем отвести в виде когерентного излучения.

На рис. 2 видно, что схема разрядного объема электроионизационного лазера практически не отличается от схемы ионизационной камеры, электрические характеристики которой исследовались еще Дж. Дж. Томсоном<sup>28</sup>. При отсутствии рекомбинации заряженных носителей и высоком напряжении на электродах ток  $j_0$  через ионизационную камеру достигает насыщения<sup>28</sup>:

$$j_0 = j_s = qeL; \quad (2)$$

здесь  $j_s$  — ток насыщения,  $q$  — скорость рождения электрон-ионных пар под действием ионизирующего излучения,  $e$  — заряд электрона,  $L$  — расстояние между электродами.

При высоких давлениях рабочего газа и большой скорости ионизации  $q$  необходимо учитывать рекомбинацию носителей, и в этом случае ток насыщения не достигается.

Согласно<sup>28</sup> при учете рекомбинации для электрического поля  $E_e$  и потенциала  $V_e$  в слое пространственного заряда вблизи отрицательного электрода справедливы следующие выражения:

$$E_e = 2 \sqrt{\frac{\pi e}{k_i q}} \frac{j_0}{e}, \quad V_e = \sqrt{\frac{\pi e}{k_i q}} \frac{j_0^2}{e^2}; \quad (3)$$

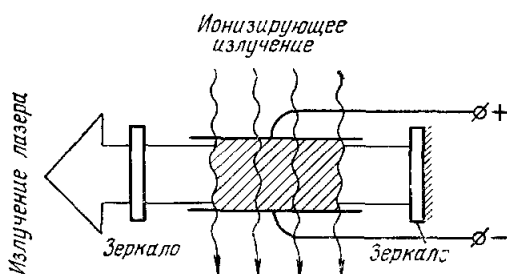


Рис. 2. Схема возбуждения электроионизационного лазера.

здесь  $e$  — заряд электрона,  $k_i$  — подвижность ионов,  $j_0$  — плотность тока,  $q$  — скорость рождения электрон-ионных пар под действием ионизирующего излучения в единице объема.

Электрическое поле в основном объеме газа вне слоев пространственного заряда определяется так:

$$E_0 = \sqrt{\frac{b}{q}} \frac{j_0}{e(k_i + k_e)}; \quad (4)$$

здесь  $k_e$  — подвижность электронов,  $b$  — коэффициент рекомбинации.

Формулы (2) — (4) получены при ряде упрощающих предположений для электроположительного газа, в котором основной механизм уничтожения носителей заряда — рекомбинация. Мы не будем останавливаться на анализе этих упрощений (см., например, <sup>27-29</sup>), однако заметим, что выражения (2) — (4) и выражение (5) для зависимости тока от напряжения

$$j_0 = \frac{qL \sqrt{bek_i}}{2 \sqrt{\pi} k_e} \left( \sqrt{1 + \frac{4 \sqrt{\pi} k_e e^2}{\sqrt{qk_i} L^2 b}} V - 1 \right) \quad (5)$$

(здесь  $L$  — расстояние между электродами,  $V$  — напряжение на электродах) хорошо описывают экспериментальные результаты <sup>29-31a</sup>.

Из (5) видно, что для высоких напряжений между электродами ток через газ заметно ограничивается пространственным зарядом. Численные оценки, выполненные для типичных лазерных смесей показывают, что при несамостоятельном разряде, описываемом теорией Томсона, энергия, вкладываемая в газ внешним электрическим полем, даже в условиях интенсивной ионизации недостаточна для возбуждения лазера. По-видимому, именно это обстоятельство вынуждало авторов работы <sup>7</sup>, впервые предложивших для получения генерации в импульсном СО<sub>2</sub>-лазере высокого давления внешнюю фотоионизацию активной среды, искать различные методы нейтрализации влияния приэлектродных зарядов, чрезвычайно затрудняющие практическую реализацию предложенного ими метода.

Таким образом, несмотря на большое сходство электроионизационного лазера и ионизационной камеры, процессы, протекающие в плазме электроионизационного лазера, существенным образом отличаются от наблюдаемых в ионизационной камере. Принципиальное отличие состоит в отсутствии ограничения тока через ионизованный газ полем пространственных зарядов и, как следствие, — возможности пропускания через газ токов, на несколько порядков превышающих токи в ионизационной камере \*).

### 3. СИЛЬНОТОЧНЫЙ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА

В эксперименте, описанном в работе <sup>8</sup>, была получена величина вкладываемой в газ электрической энергии  $\sim 2$  Дж/см<sup>3</sup>. Такую величину вкладываемой энергии невозможно получить в рамках теории Дж. Дж. Томсона. На рис. 3 показана зависимость вкладываемой в газ электрической энергии, полученная экспериментально <sup>8</sup>, <sup>21</sup> и рассчитанная в соответствии с теорией Дж. Дж. Томсона <sup>28</sup>. Объяснить результат этого эксперимента можно следующим образом <sup>10</sup>. При высокой степени ионизации столб газа

\*) В режиме большой плотности тока эта система может быть использована как быстродействующий электронный ключ. Впервые такой ключ был реализован в работе <sup>31б</sup>. Она является первой публикацией о наблюдении объемного разряда в сжатом газе, управляемого электронным пучком.

между электродами представляет собой хороший проводник. Электрическое поле в прикатодном слое, обедненном электронами, в результате перераспределения потенциала, определяемого проводимостью газа в данном сечении, может значительно превысить поле в основном объеме газа и достигнуть величины, превышающей порог ионизации.

В прикатодном слое будет происходить размножение электронов, и в результате возрастания ионной проводимости слоя и возрастания эмиссии электронов из катода под действием бомбардировки ионами ограничивающее влияние пространственного заряда на полный ток будет скомпенсировано. Так как, несмотря на сильную ионизацию газа, концентрация нейтральных молекул в активной области электроионизационного лазера обычно на шесть порядков выше концентрации электронов, такая компенсация легко осуществима. Таким образом, прикатодный слой фактически играет роль неограниченного эмиттера электронов. Величина эмиссии поддерживается автоматически на уровне, заданном проводимостью основного объема газа. Лавинный разряд в основном объеме газа не развивается, если напряженность поля в достаточной мере ниже пробивной величины.

Теория устойчивости тока в этих условиях приводится в работах <sup>10, 32</sup>. Расчеты катодного падения потенциала, выполненные в работе <sup>10</sup> (см. также <sup>21, 33, 34</sup>), основаны на приближенном решении следующей нелинейной системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} (n_e v_e) + \left( \frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_i + \alpha n_e v_e - b_e n_e n_i^+ - \langle \sigma v_e \rangle n_e N^-; \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial x} (n_i^+ v_i^+) + \left( \frac{\partial n_i^+}{\partial t} \right)_i + \alpha n_e v_e - b_e n_e n_i^+ - b_i n_i^+ n_i^-; \\ \frac{\partial n_i^-}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} (n_i^- v_i^-) + \langle \sigma^- v_e \rangle n_e N^- - b_i n_i^+ n_i^-; \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= 4\pi e (n_i^+ - n_i^- - n_e). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Эта система описывает одномерный случай, соответствующий большим размерам электродов и малому расстоянию  $L$  между ними (см. рис. 2), ось  $x$  направлена перпендикулярно к пластинам,  $n_i^+$ ,  $n_i^-$ ,  $n_e$ ,  $v_i^+$ ,  $v_i^-$ ,  $v_e$  — концентрации и скорости положительных, отрицательных ионов и электронов соответственно,  $b_i$ ,  $b_e$  — коэффициенты ионной и электрон-ионной рекомбинации,  $\alpha$  — 1-й коэффициент Таусенда,  $(\partial n_e / \partial t)_i = (\partial n_i^+ / \partial t)_i = q$  — скорость рождения электрон-ионных пар под действием ионизирующего излучения,  $\sigma^-$  — сечение прилипания электронов к электроотрицательным молекулам,  $N^-$  — концентрация электроотрицательных молекул,  $E$  — электрическое поле,  $e$  — заряд электрона,  $\langle . . . \rangle$  — знак усреднения по скоростям электронов.

Первые три уравнения являются уравнениями баланса заряженных частиц, последнее уравнение описывает поле объемных зарядов. Эти

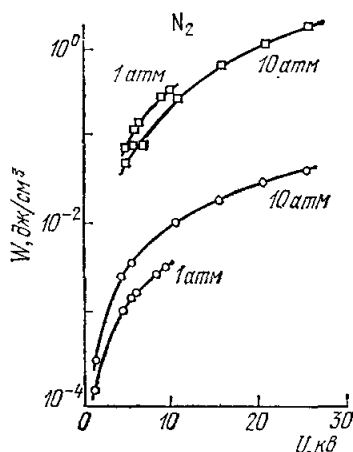


Рис. 3. Зависимость вкладываемой в молекулярный азот энергии  $W$  от напряжения  $U$ .

1 — эксперимент <sup>21</sup>, 2 — расчет по формуле (5) в соответствии с теорией Дж. Дж. Томсона для тех же условий эксперимента.  
(□ — 1, ○ — 2)

уравнения можно дополнить следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} -\gamma_i j_i^+|_{x=0} &= j_e|_{x=L}, \\ \int_0^L E dx &= V; \end{aligned} \quad (7)$$

здесь  $j_e$  — ток электронной компоненты,  $j_i^+$  — ток положительных ионов,  $\gamma_i$  — коэффициент электронной эмиссии из катода при бомбардировке ионами,  $V$  — напряжение между электродами. Ввиду малой подвижности ионов можно пренебречь вкладом в полный ток тока ионной компоненты вне слоев приэлектродных пространственных зарядов.

Величина  $(\partial n_e / \partial t)_i = (\partial n_i^+ / \partial t)_i = q$  определяется плотностью потока ионизирующих частиц и числом  $\gamma$  электрон-ионных пар, рождаемых на 1 см

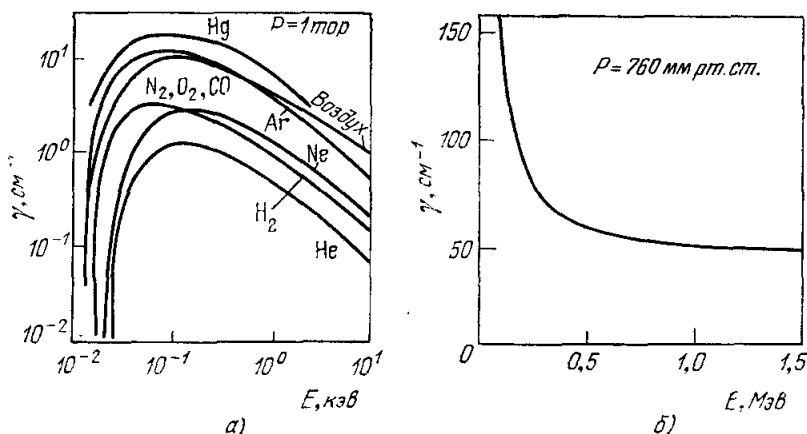


Рис. 4. Зависимость числа  $\gamma$  электрон-ионных пар, рождаемых быстрым электроном на 1 см пробега в газе, от энергии электронов  $E$  при давлении газа  $P = 1 \text{ тор}$  <sup>15</sup> (а) и в воздухе при  $P = 760 \text{ мм рт. ст.}$  и  $T = 15^\circ \text{C}$  <sup>74</sup> (б).

пробега ионизирующей частицы. На рис. 4 представлены характерные зависимости  $\gamma$  от энергии электронного пучка для некоторых газов. Так как энергия  $W_e$ , затрачиваемая на рождение одной электрон-ионной пары, практически не зависит от рода газа ( $W_i \sim 25\text{--}35 \text{ эв}$ ), число электрон-ионных пар, по существу, определяется только плотностью газа, начальной энергией быстрой частицы, ее зарядом и массой.<sup>1</sup>

Для электронного пучка с плотностью тока  $j_e$

$$q = \frac{\gamma_i e P}{P_0 e}; \quad (8)$$

здесь  $\gamma$  — число электрон-ионных пар, рождаемых в данном газе одним быстрым электроном на 1 см пробега при давлении  $P_0$ , а  $P$  — давление газа.

Уравнения (6) — (7) и уравнения, описывающие тлеющий разряд низкого давления <sup>27, 29</sup>, практически совпадают. Отличие состоит в добавлении к правой части первых двух уравнений в (6) члена, ответственного за рождение электрон-ионных пар под действием ионизирующего излучения. В основном объеме газа, вне слоев приэлектродных пространственных зарядов, величина поля ниже критического поля зажигания разряда, поэтому коэффициент  $\alpha \approx 0$  в этой области, а проводимость газа создается только ионизирующим излучением.



Основной объем газа играет роль положительного столба тлеющего разряда. В этом объеме стационарная плотность электронов  $n_e$  определяется выражением

$$n_e = \sqrt{\frac{q}{b_e}}, \quad (9)$$

справедливым при рекомбинационном механизме уничтожения электронов. Если преобладает прилипание, то

$$n_e = \frac{q}{\langle \sigma v \rangle N^-}. \quad (10)$$

Приведем результаты расчета катодного падения потенциала  $V_e$ , толщины слоя объемного заряда  $L_e$  и значения параметра  $E(0)/P$  в прикатодной области для молекулярного азота <sup>21</sup>:

$$\left. \begin{aligned} V_e &= \frac{(1+\gamma_i) v_i(0)}{216\pi \cdot 10^{11} e} \frac{P}{n_e k_e (E_0/P)} \left( \frac{E(0)}{P} \right)^2, \\ L_e &= \frac{(1+\gamma_i) v_i(0)}{108\pi \cdot 10^{11} e} \frac{1}{n_e k_e (E_0/P)} \frac{E(0)}{P}, \\ \frac{E(0)}{P} &= \sqrt[3]{\ln \left( \frac{1+\gamma_i}{\gamma_i} \right) \cdot \frac{108\pi \cdot 10^{11} e}{A v_i(0) (1+\gamma_i)}} \sqrt[3]{\frac{k_e n_e E_0}{P} \frac{E_0}{P} + B}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В выражениях (11) применяется практическая система единиц. Величины  $E_0$ ,  $n_e$ ,  $k_e$  — напряженность поля, стационарная концентрация и подвижность электронов в основном объеме газа,  $v_i(0)$  — дрейфовая скорость ионов в прикатодном слое,  $A = 1,17 \cdot 10^{-4}$  см·тор/с<sup>2</sup>,  $B = 32,2$  в/см·тор. Формулы (11) справедливы для интервала значений параметра  $E(0)/P$ :

$$40 < \frac{E(0)}{P} < 180 \text{ в/см} \cdot \text{тор}, \quad (12)$$

в котором 1-й коэффициент Таунсенда может быть представлен в виде <sup>35</sup>

$$\frac{\alpha}{P} = \bar{A} \left( \frac{E(0)}{P} - B \right)^2. \quad (13)$$

Для интервала значений параметра  $E(0)/P$

$$200 < \frac{E(0)}{P} < 180 \text{ в/см} \cdot \text{тор} \quad (14)$$

применяется другая эмпирическая зависимость  $\alpha/P$  от  $E(0)/P$  <sup>35</sup>:

$$\frac{\alpha}{P} = A' \left( \frac{E(0)}{P} - B' \right), \quad (15)$$

где  $A' = 1,25 \cdot 10^{-2}$  с<sup>-1</sup>,  $B' = 50$  в/см·тор. Для этой области значений параметра  $E(0)/P$  справедливы следующие формулы:

$$\left. \begin{aligned} V_e &= \frac{(1+\gamma_i) v_i(0)}{216\pi \cdot 10^{11} e} \frac{P}{n_e k_e (E_0/P)} \left( \frac{E(0)}{P} \right)^2, \\ L_e &= \frac{(1+\gamma_i) v_i(0)}{108\pi \cdot 10^{11} e} \frac{1}{n_e k_e (E_0/P)} \frac{E(0)}{P}, \\ \frac{E(0)}{P} &= \sqrt{\ln \left( \frac{1+\gamma_i}{\gamma_i} \right) \cdot \frac{72\pi \cdot 10^{11} e}{A' v_i(0) (1+\gamma_i)}} \sqrt{\frac{k_e n_e E_0}{P} \frac{E_0}{P} + B'}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

В табл. I приведены значения параметра  $E(0)/P$ , катодного падения потенциала  $V_e$ , толщина катодного слоя пространственного заряда в зависимости от концентрации электронов в основном объеме газа  $n_e$ , значения параметра  $E_0/P$  для молекулярного азота при давлении 13 атм. При

Таблица I

Катодное падение потенциала  $V_e$ , толщина прикатодного слоя пространственного заряда  $L_e$ , параметр  $E(0)/P$  в катодном слое для молекулярного азота при давлении 13 атм<sup>21, 33</sup>

$E_0/P$ , в/см·тор	$E(0)/P$ , в/см·тор	$L_e$ , см	$V_e$ , в
а) $n_e = 2 \cdot 10^{12}$ см <sup>-3</sup>			
5	79	$8,8 \cdot 10^{-3}$	3500
10	92	$5,1 \cdot 10^{-3}$	2330
15	101	$3,9 \cdot 10^{-3}$	1870
20	107	$3 \cdot 10^{-3}$	1610
б) $n_e = 5 \cdot 10^{14}$ см <sup>-3</sup>			
5	450	$2 \cdot 10^{-4}$	450
10	615	$1,36 \cdot 10^{-4}$	428
15	740	$1,1 \cdot 10^{-4}$	410
20	850	$0,94 \cdot 10^{-4}$	400

уменьшении концентрации электронов в основном объеме газа от  $5 \cdot 10^{14}$  до  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> величина катодного падения потенциала сильно возрастает. При

концентрации электронов  $\sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup> она достигает 25 кВ и становится сравнимой с напряжением между электродами. В этом случае величина тока резко падает и возбудить лазер невозможно. При высокой концентрации электронов толщина прикатодного слоя очень мала ( $\sim 10^{-4}$  см)

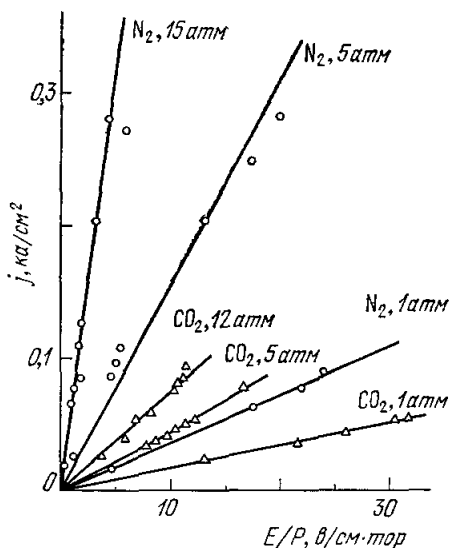


Рис. 5. Зависимость тока через ионизованные  $N_2$ ,  $CO_2$  от параметра  $E/P$ . Кривые — расчет по формуле (17), значки — эксперимент<sup>10, 21</sup>.

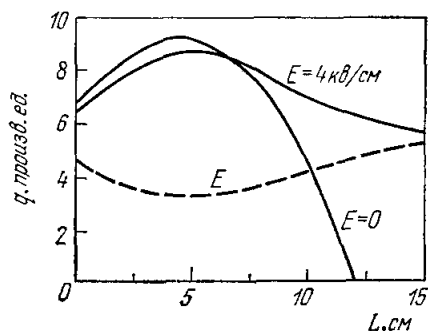


Рис. 6. Зависимость скорости рождения электрон-ионных пар  $q$  в воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре от расстояния  $L$  от источника быстрых электронов с энергией 100 кэВ.

Средняя напряженность электрического поля  $E = 4$  кВ/см<sup>37</sup>.

и энергия, затрачиваемая на образование такого слоя, составляет ничтожную долю от полной энергии, выделяющейся в газе. При отсутствии влияния пространственного заряда электрический ток  $j_0$  зависит от напряжения в соответствии с законом Ома:

$$j_0 = \sigma E_0; \quad (17)$$

здесь  $\sigma$  — проводимость основного объема газа, задаваемая внешней ионизацией,  $E_0$  — электрическое поле, причем электрическое поле определяется напряжением питания  $V$  и расстоянием между электродами  $L$ :

$$E_0 = \frac{V}{L}. \quad (18)$$

На рис. 5 приводятся вольт-амперные характеристики, снятые в ионизованном электронным пучком азоте и углекислом газе. Плотность тока электронного пучка составляла  $10 \text{ а/см}^2$ , энергия  $\sim 700 \text{ кэв}$ , длительность импульса  $\sim 10^{-8} \text{ сек}$ . Аналогичные кривые получены для многих других газов и смесей газов <sup>17, 33, 34, 36</sup>.

Плотность электрического тока в этих экспериментах не зависела от полярности включения напряжения питания и материала электродов. Энергия, выделяющаяся в газе при прохождении электронного пучка, составляла величину менее 1% от электрической энергии. При выполнении закона Ома вкладываемая в газ энергия является квадратичной функцией электрического поля (см. <sup>21, 33</sup>).

При малой энергии электронов и больших напряжениях на электродах полярность включения напряжения на электроды оказывает существенное влияние на ток через ионизованный газ. Включение положительного потенциала на собирающий электрод (нижний электрод на рис. 2) приводит к увеличению длины пробега быстрых электронов в газе и уменьшению рассеяния электронов. На рис. 6 показана расчетная зависимость величины  $q$  в газе без поля и при включении ускоряющего напряжения на электроды лазера <sup>37</sup>. Результаты этого расчета находятся в хорошем соответствии с экспериментом <sup>17, 20</sup>.

#### 4. ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫЙ $\text{CO}_2$ -ЛАЗЕР ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Рассмотрим хорошо известную схему рабочих уровней лазера на углекислом газе (рис. 7). Эта схема была впервые предложена в США Пателом в 1964 г. <sup>38</sup>. Механизм возбуждения уровней  $\text{CO}_2$ -лазера исследовался многими авторами, подробное его обсуждение содержится в ряде обзоров <sup>39</sup> и оригинальных статей (см., например, <sup>26</sup>).

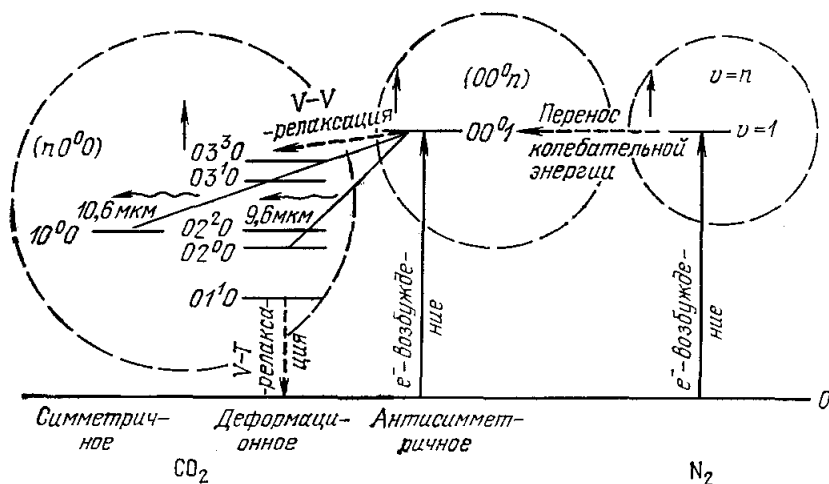


Рис. 7. Схема уровней  $\text{CO}_2$ -лазера.

Под действием неупругих ударов электронов молекулы азота переходят с нижнего уровня  $v = 0$  на верхние колебательные уровни. Колебательно-возбужденные молекулы азота, имеющие нулевой дипольный

момент, живут очень долго, и, по существу, единственным механизмом отвода их колебательной энергии служат столкновения с молекулами углекислого газа. Уровни  $00^01$   $\text{CO}_2$  и  $v=1$   $\text{N}_2$  практически совпадают, поэтому при столкновении невозбужденной молекулы  $\text{CO}_2$  с возбужденной молекулой азота возбуждение с большой вероятностью передается молекуле  $\text{CO}_2$ . Излучательные переходы с уровня  $00^01$  на уровни  $10^00$  и  $02^00$  дают лазерное излучение. Далее уровни  $10^00$  и  $02^00$  распадаются в результате столкновений с молекулами  $\text{CO}_2$  в основном состоянии с образованием уровня  $01^10$ . Переход молекулы  $\text{CO}_2$  с уровня  $01^10$  в основное состояние происходит в результате соударений молекул  $\text{CO}_2$  на этом уровне с молекулами азота, углекислого газа или гелия, если последний присутствует в смеси. Скорость распада нижних лазерных уровней для правильно подобранных смесей оказывается выше скорости возбуждения верхнего лазерного уровня даже для очень высокой скорости возбуждения<sup>39</sup>. Поскольку процессы возбуждения верхнего лазерного уровня и распада нижних лазерных уровней — столкновительные, при пропорциональном изменении числа частиц с ростом давления соотношение между скоростями возбуждения верхнего уровня и распада нижних окажется не зависящим от давления, если от давления не зависят соответствующие сечения столкновений. В табл. II приводятся значения сечений и констант скорости основных столкновительных процессов, вовлеченных в работу  $\text{CO}_2$ -лазера.

Расчет эффективности возбуждения различных колебательных уровней в смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  был проделан в работе Нигана<sup>26</sup>. Однако за время, прошедшее после опубликования этой работы, были с более высокой точностью измерены сечения ряда элементарных процессов (см. табл. II).

Таблица II

Сечения и константы скорости основных процессов, вовлеченных в работу  $\text{CO}_2$ -лазера ( $T_{\text{газ}} = 300^\circ \text{K}$ )

Вид процесса	Сечение, $\text{см}^2$	Константа скорости, $\text{см}^3 \text{сек}^{-1}$	Литература
Возбуждение колебательных уровней $v=1-8$ молекулы $\text{N}_2$ электронным ударом	$5,0 \cdot 10^{-16}$		75
Возбуждение колебательного уровня $00^01$ молекулы $\text{CO}_2$ электронным ударом	$3 \cdot 10^{-16}$		76
Передача возбуждения при столкновении возбужденной молекулы $\text{N}_2$ ( $v=1$ ) с невозбужденной молекулой $\text{CO}_2$	$4 \cdot 10^{-18}$	$2 \cdot 10^{-13}$	54, 77-80
Релаксация уровня $00^01$ молекулы $\text{CO}_2$ при столкновениях с молекулами:			
$\text{CO}_2$	$1,9 \cdot 10^{-19}$	$9 \cdot 10^{-15}$	54, 78, 80, 81
$\text{N}_2$	$6,5 \cdot 10^{-20}$	$3 \cdot 10^{-15}$	78, 80, 82
$\text{He}$	$5,5 \cdot 10^{-20}$	$2,5 \cdot 10^{-15}$	78, 82, 83
Колебательно-колебательная релаксация уровней $10^00$ и уровня $02^00$ в $\text{CO}_2$	$6,5 \cdot 10^{-16}$	$3 \cdot 10^{-11}$	84
Резонансный процесс обмена колебательными квантами в деформационном типе колебаний молекул $\text{CO}_2$	$3,0 \cdot 10^{-16}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	84
Колебательно-поступательная релаксация в азоте	$10^{-23}$		54, 85
Колебательно-поступательная релаксация молекул $\text{CO}_2$ (с уровня $01^10$ ) при столкновениях с молекулами:			
$\text{CO}_2$	$1,2 \cdot 10^{-19}$	$5,5 \cdot 10^{-15}$	54, 86-89
$\text{N}_2$	$6,5 \cdot 10^{-20}$	$3 \cdot 10^{-15}$	54, 82
$\text{He}$	$2,5 \cdot 10^{-18}$	$1,2 \cdot 10^{-13}$	54, 90
$\text{H}_2\text{O}$	$4,5 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{-11}$	54, 90

Аналогичные расчеты с использованием этих уточненных данных были выполнены в работе <sup>40</sup>. Кинетическое уравнение для функции распределения электронов по энергиям решалось численно в широком интервале значений параметра  $E/P$  для различных смесей. При решении кинетического уравнения учитывалось 30 основных элементарных процессов.

Результаты расчета эффективности возбуждения различных колебательных уровней в чистом  $\text{CO}_2$  представлены на рис. 8. Пунктиром на этом

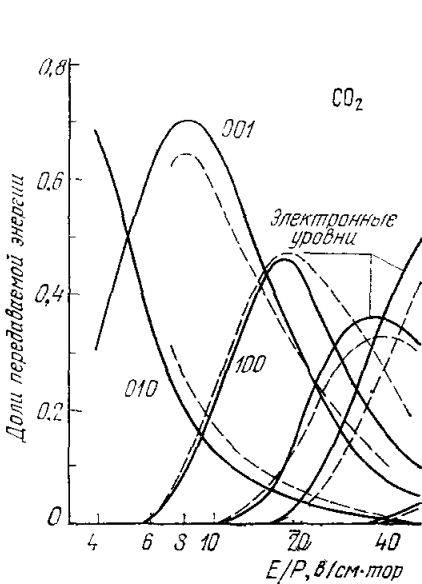


Рис. 8. Доля энергии, передаваемой электронами в различные колебательные и электронные степени свободы молекулы  $\text{CO}_2$ , в зависимости от значения  $E/P$ .

Сплошные кривые — расчет, выполненный в работе <sup>40</sup>, штриховые — данные работы <sup>20</sup>.

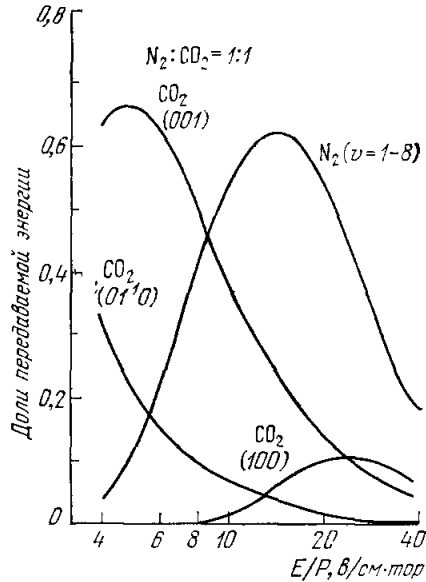


Рис. 9. Доля энергии, передаваемая электронами в различные колебательные степени свободы молекул смеси  $\text{N}_2 : \text{CO}_2$  (1 : 1) в зависимости от значения  $E/P$  <sup>40</sup>.

рисунке для сравнения показаны результаты расчетов, полученных в работе Нигана. Из рисунка видно, что при значении параметра  $E/P = 8 \text{ в/см} \times \times \text{тор}$  70% энергии идет на возбуждение верхнего лазерного уровня.

Из этого рисунка следует также, что в чистом  $\text{CO}_2$  в оптимальном режиме ( $E/P = 8-10 \text{ в/см} \cdot \text{тор}$ ) 12—14% всей введенной в газ энергии может быть переведено в энергию когерентного излучения импульса, длительность которого меньше времени релаксации нижнего лазерного уровня. На рис. 9 представлены результаты расчета для смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2$  (1 : 1), откуда видно, что максимальная инверсия в этом случае достигается при  $E/P = 6-8 \text{ в/см} \cdot \text{тор}$ . Из этого рисунка наглядно видна также роль азота: азот препятствует заселению нижнего лазерного уровня, так как максимум сечения возбуждения колебаний молекул азота лежит в области более низких энергий электронов, чем максимум сечения возбуждения уровня (100) в  $\text{CO}_2$ .

Рассмотрим зависимость мощности излучения от давления газа. Скорость возбуждения молекул азота  $dN/dt$  пропорциональна концентрации электронов  $n_e$ , концентрации молекул  $N$ , сечению возбуждения колебательных уровней молекулы азота  $\sigma(v_e)$ , усредненному по скоростям электронов  $v_e$ . В квазистационарном режиме скорость возбуждения верхнего лазерного уровня совпадает со скоростью возбуждения молекул

азота, поскольку, как говорилось выше, единственным каналом отвода колебательной энергии от молекул азота являются столкновения с молекулами  $\text{CO}_2$ . Вообще говоря, заметный вклад в скорость возбуждения верхнего лазерного уровня вносит прямое возбуждение молекул  $\text{CO}_2$  электронным ударом, однако учет этого вклада не приведет к изменению качественной зависимости мощности излучения от давления. При излучательном распаде верхнего лазерного уровня мощность излучения единицы объема  $dW/dt$  равна произведению энергии кванта излучения  $\hbar\omega$  на скорость возбуждения верхнего лазерного уровня  $dN/dt$ :

$$\frac{dN}{dt} = n_e N \langle \sigma(v_e) v_e \rangle, \quad (19)$$

$$\frac{dW}{dt} = \hbar\omega n_e N \langle \sigma(v_e) v_e \rangle. \quad (20)$$

Для отношения концентрации электронов и концентрации молекул не зависящего от давления газа

$$\frac{n_e}{N} \approx \text{const} \quad (21)$$

мощность излучения оказывается пропорциональной квадрату давления:

$$\frac{dW}{dt} \sim N^2 \sim P^2. \quad (22)$$

Эти оценки справедливы для случая импульсного режима генерации при энергии импульса излучения, не превышающей  $\leq 0,2 \text{ Дж/см}^3 \text{ атм}$  — предельно допустимой для углекислого газа. Это предельное значение определяется максимальной температурой газа, при которой вообще возможна инверсия между лазерными уровнями. Для непрерывного лазера приведенные оценки справедливы для достаточно высокой скорости прокачки, обеспечивающей низкую рабочую температуру газа в активной области.

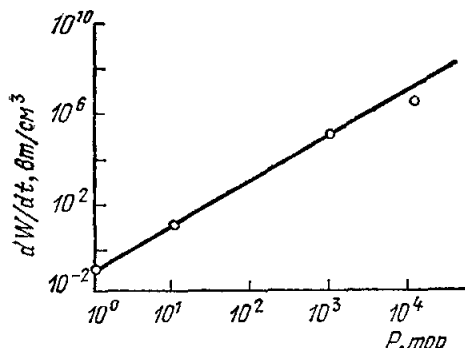


Рис. 10. Зависимость мощности излучения единицы объема активной среды  $\text{CO}_2$ -лазера  $dW/dt$  от давления  $P$ .

Результаты эксперимента находятся в хорошем соответствии с этой оценкой. На рис. 10 показана расчетная зависимость мощности излучения  $1 \text{ см}^3$  активной среды  $\text{CO}_2$ -лазера от давления. Нижние две точки  $0,1$  и  $10 \text{ Вт/см}^3$

соответствуют обычным газоразрядным лазерам низкого давления<sup>39</sup>, верхние точки — экспериментальные данные, полученные в работе<sup>10</sup>. При давлении  $13 \text{ атм}$  мощность излучения единицы объема достигает  $10^7 \text{ Вт/см}^3$ .

На рис. 11 и рис. 12 показана зависимость порога генерации по параметру  $E/P$  от давления: на рис. 11 — для лазера с объемом активной области  $1 \text{ см}^3$ <sup>10</sup>, на рис. 12 — для лазера с объемом активной области  $15 \text{ см}^3$ <sup>21</sup>. Из этих рисунков видно, что с ростом давления порог генерации уменьшается и при высоких давлениях зависит от давления очень слабо. Генерация была получена в этих экспериментах при давлении до  $100 \text{ атм}$ <sup>21</sup>. Это предельное давление было обусловлено недостаточной прочностью фольги, разделявшей вакуумный объем ускорителя и объемом рабочей камеры.

На рис. 13 показана схема лазера с длиной активной области 10 см. На этой установке была получена генерация при давлении 100 атм<sup>21</sup>. Ионизация активной среды происходила под действием пучка электронов

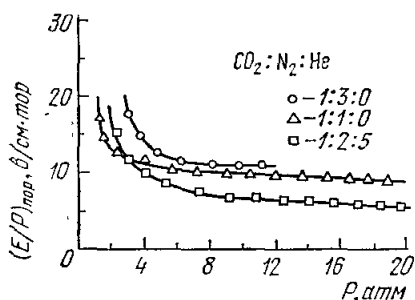


Рис. 11. Зависимость порогового значения параметра  $E/P$  от давления при объеме активной области 1 см<sup>3</sup>.

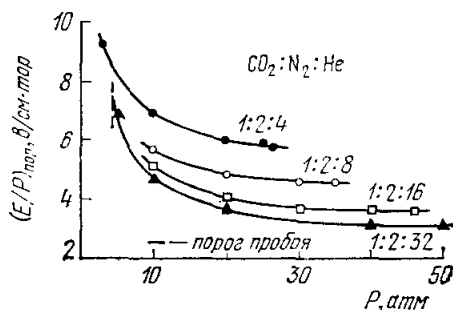


Рис. 12. Зависимость порогового значения  $E/P$  от давления для активной области 15 см<sup>3</sup>.

из линейного ускорителя с холодным катодом. Конструкция электронной пушки ускорителя описана в работах<sup>41, 42</sup>. Катод электронной пушки

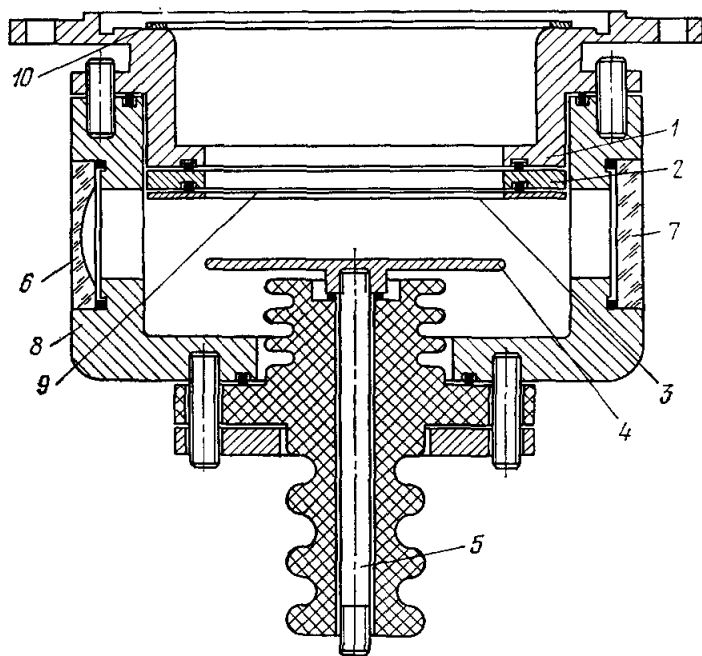


Рис. 13. Схема электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера с давлением рабочего газа до 100 атм.

1 — верхний электрод, 2 — стальная пластина с отверстиями, 3 — стальная сетка, 4 — нижний электрод, 5 — токопровод, 6 — глухое зеркало, 7 — полупрозрачное зеркало, 8 — металлическая камера, 9 — майларовая пленка, 10 — анод электронной пушки.

состоял из нескольких трубчатых вольфрамовых катодов диаметром 8 мм, изготовленных из фольги толщиной 50 мкм. Ввод электронного пучка в камеру осуществлялся через щель  $20 \times 100 \text{ мм}^2$  в верхнем электроде 1. К верхнему электроду привинчивалась стальная пластина с отверстиями 2, закрытая вакуумно-плотной алюминиевой фольгой или майларовой пленкой 9 толщиной 50 мкм. Пленка зажималась рамкой 3 с приваренной к ней

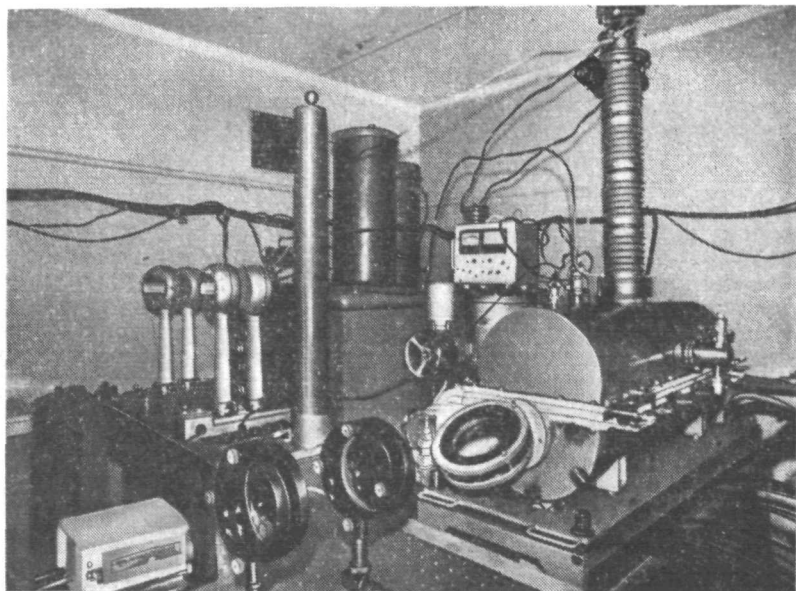


Рис. 14. Электроионизационный  $\text{CO}_2$ -лазер с холодным катодом, обеспечивающий выходную энергию 200 дж при давлении  $P = 1 \text{ атм}$  <sup>20</sup>.

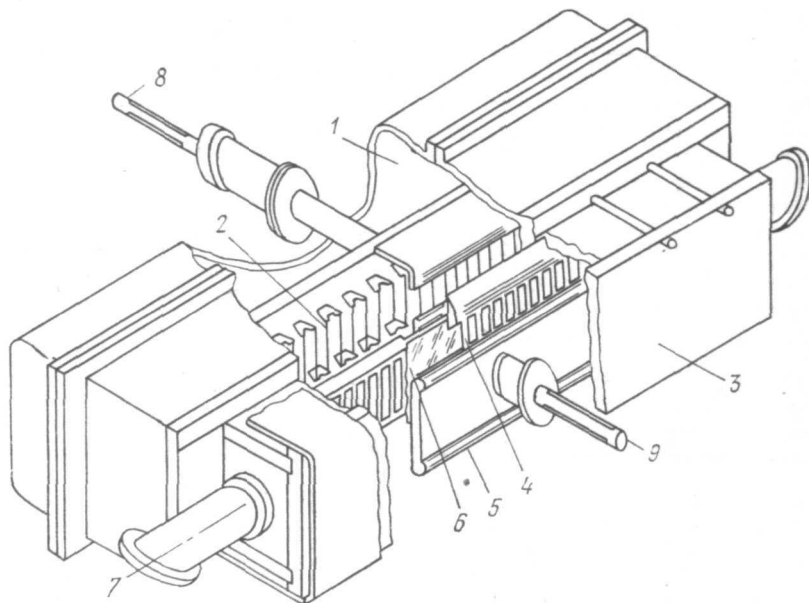


Рис. 15. Схема электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера с горячим катодом <sup>17</sup>.

1 — вакуумная камера, 2 — накаливаемые нити горячего катода, 3 — лазерная кювета, 4 — катод лазера, 5 — анод лазера, 6 — титановая фольга толщиной 12,7 мкм, 7 — оптическая ось лазера, 8 — ввод импульсного напряжения для питания электронной пушки, 9 — ввод напряжения питания лазера.



стальной проволоочной сеткой. Нижний электрод 4 (стальной брусок с площадью  $20 \times 100 \text{ мм}^2$ ) через токопровод 5 соединялся с высоковольтным конденсатором. Металлическая камера 8 крепилась непосредственно к электронной пушке. Напряжение на электроды 1—4 подавалось с малоиндуктивного конденсатора емкостью 25—60 нф.

Электроионизационные лазеры такой же конструкции с объемом активной области  $\sim 10 \text{ л}$  были описаны в работах <sup>19, 20</sup>. На этих установках

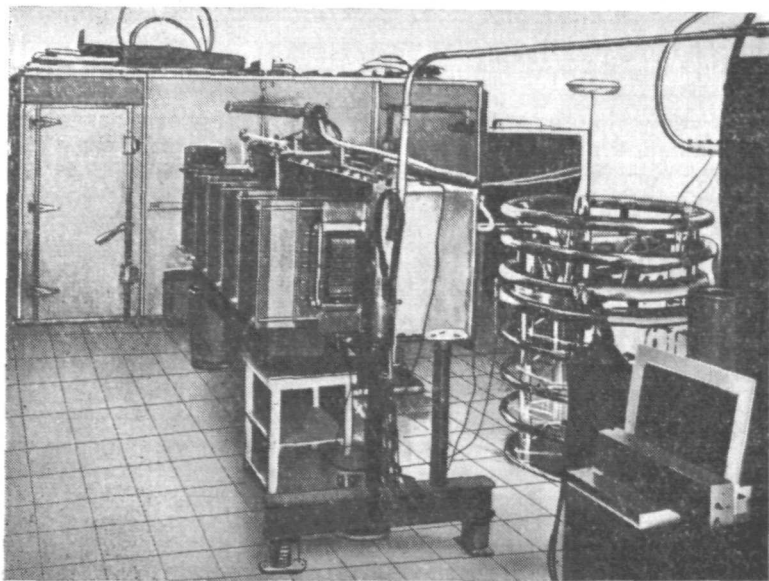


Рис. 16. Электроионизационный  $\text{CO}_2$ -лазер с накаливаемым катодом, обеспечивающий выходную энергию 2000 дж <sup>18</sup>.

было получено усиление в режиме ультракоротких импульсов <sup>19</sup> и энергия излучения  $W_{\text{изл}} \sim 2000 \text{ дж}$  при длительности импульса порядка нескольких мксек <sup>20</sup> (рис. 14).

— Электроионизационный лазер с электронной пушкой, имеющей горячий катод, был создан авторами работ <sup>16, 17, 36</sup>. На рис. 15 показана схема лазера Лос-Аламосской исследовательской лаборатории США <sup>17</sup>, работающего при давлениях до 5 атм. В качестве горячего катода применялись накаливаемые нити из торированного вольфрама <sup>17</sup>. Длительность импульса электронного тока в этих лазерах составляла величину 5—20 мксек. В работах <sup>18</sup> сообщалось о получении генерации длительностью 20 мксек при атмосферном давлении. Полная энергия импульса излучения достигала 2000 дж при к. п. д. 25% <sup>18</sup> (рис. 16).

В работе <sup>43</sup> была реализована конструкция электроионизационного лазера, в котором поток быстрых электронов создавался с помощью вспомогательного разряда в ускорительной камере, заполненной He при давлении  $10^{-2} \text{ тор}$ . При частоте повторения 0,4 гц этот лазер давал импульсы с энергией 20 дж при к. п. д.  $\eta = 7\%$ . Были запущены также электроионизационные лазеры с фотоионизацией активной среды, <sup>44</sup> с продольным электронным пучком, <sup>45</sup> с ионизацией активной среды продуктами ядерных реакций, вызванных облучением активной области, содержащей  $\text{B}^{10}$ , нейтронами от импульсного ядерного реактора <sup>46</sup>. Запущен электроионизационный  $\text{CO}$ -лазер <sup>47, 48</sup>.

### 5. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Выражение для коэффициента усиления активной среды СО<sub>2</sub>-лазера записывается согласно <sup>39</sup> следующим образом:

$$K(\nu) = \frac{\pi c^2}{8\pi^2 \nu^2} \frac{hcB_1}{kT} \sum_{J'} \frac{(2J'+1) \Delta\nu_{J'} A_{12}^{J'} x(\nu - \nu_{J'})}{(\Delta\nu_{J'})^2 + (\nu_{J'} - \nu)^2} \times \\ \times \left[ N_1 - N_2 \frac{B_2}{B_1} \exp\left(\frac{hcB_1}{kT}\right) F(J') \right] \exp\left[-\frac{hcB_1}{kT} J'(J'+1)\right]; \quad (23)$$

здесь  $N_1$  и  $N_2$  — концентрации молекул углекислого газа на верхнем и нижнем лазерных уровнях соответственно,  $\nu$  — частота,  $B_1$  и  $B_2$  — вращательные постоянные для верхнего и нижнего уровней,  $T$  — температура газовой смеси,  $J$  — вращательное квантовое число,  $\Delta\nu_{J'}$  — ширина уровня  $J'$ ,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $A_{12}$  — вероятность излучательного вращательно-колебательного перехода  $J' \rightarrow J'' \pm 1$ ;  $F(J') = 2(J' + 1)$ , если  $J' = J'' + 1$  ( $R$ -ветвь);  $F(J') = -2J'$ , если  $J' = J'' - 1$  ( $P$ -ветвь);  $x(\nu - \nu_{J'})$  — коэффициент  $\sim 1$ , определяющий форму линии. Ширина линии вращательно-колебательного перехода  $\Delta\nu_{J'}$  при давлениях, близких к атмосферному и выше, определяется коэффициентом ударного уширения  $\beta$  и давлением  $P$ :

$$\Delta\nu_{J'} = \beta P. \quad (24)$$

Коэффициент ударного уширения  $\beta$  максимален при уширении, обусловленном столкновениями молекул СО<sub>2</sub> друг с другом. Величина  $\beta$  приблизительно в 1,5 раза ниже при уширении азотом и в 2 раза ниже при уширении гелием. Для типичных лазерных смесей  $\beta \approx 0,1-0,2 \text{ см}^{-1} \text{ атм}^{-1}$  <sup>49, 50</sup>.

Из формул (23), (24) видно, что при давлениях рабочего газа 10 атм линии соседних вращательно-колебательных переходов сильно перекрываются. Так как расстояние между отдельными подуровнями в СО<sub>2</sub>  $\sim 2 \text{ см}^{-1}$ , при давлении 10–20 атм перекрытие будет полным, ширина линии усиления резко увеличится и будет составлять при комнатной температуре газа величину 100  $\text{см}^{-1}$  <sup>24, 51</sup>.

В работе <sup>24</sup> были рассчитаны спектры усиления активной среды электроионизационного СО<sub>2</sub>-лазера, описанного в работе <sup>9</sup>, для нескольких значений давления смеси углекислого газа и азота в соотношении 1 : 2. На рис. 17 приводятся результаты этих расчетов для давлений 1,5 и 8 атм. В работах <sup>24, 51, 52</sup> было выполнено экспериментальное исследование спектров усиления, подтвердивших правильность расчета в <sup>24</sup>, и в схеме с дифракционной решеткой внутри резонатора продемонстрирована возможность достижения плавной перестройки частоты генерации в пределах перекрывающихся линий вращательно-колебательных переходов.

В работах американских исследователей <sup>17, 36</sup> были измерены максимальные значения коэффициента усиления для ряда смесей при давлениях порядка атмосферного. На рис. 18 приводятся результаты измерений зависимости коэффициента усиления от напряженности электрического поля <sup>36</sup>. Измерения коэффициента усиления, выполненные при высоких давлениях рабочего газа <sup>21, 53</sup>, показали, что коэффициент усиления определяется энергией накачки и давлением и при малых значениях энергии накачки описывается следующим выражением:

$$K \sim \frac{W_{\text{н}}}{P} \sim \frac{\Delta N}{\Delta\nu}; \quad (25)$$

здесь  $\Delta\nu$  — ширина линии данного лазерного перехода. Иллюстрацией этому могут служить результаты, полученные в работе <sup>53</sup>. На рис. 19

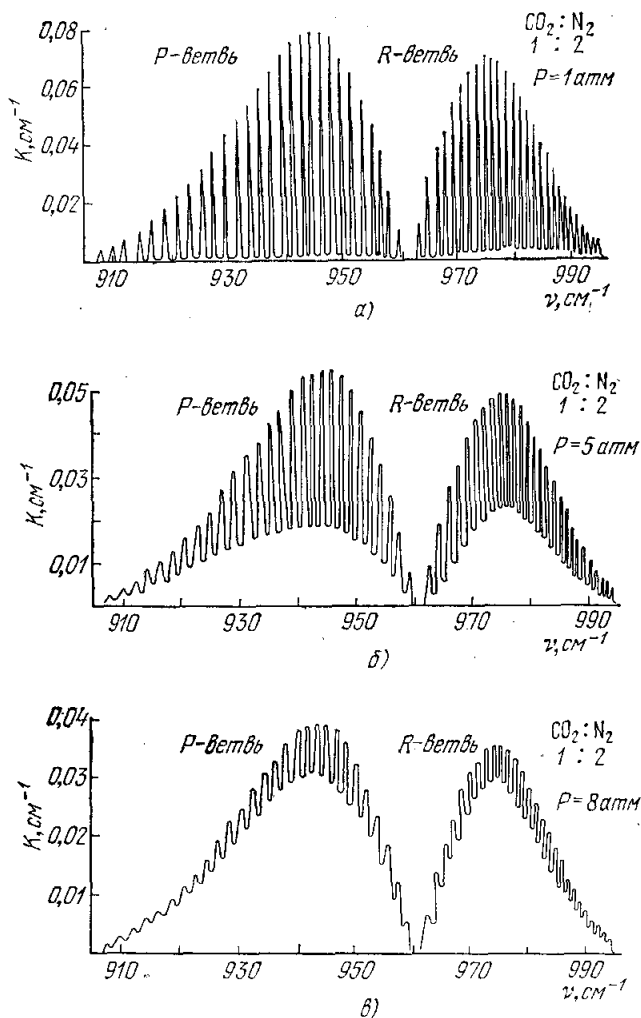


Рис. 17. Расчет зависимости коэффициента усиления электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера, выполненный для условий эксперимента, реализованных в <sup>24</sup>.

а) Давление  $P = 1$  атм (а), 5 атм (б) и 8 атм (в). Смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2$  в соотношении 1 : 2.

показана зависимость коэффициента усиления активной среды электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера от энергии накачки <sup>53</sup>. Из рисунка следует, что

$$K \sim \frac{W_H}{P}. \quad (26)$$

В то же время известно, что для любого лазера коэффициент усиления  $K$  пропорционален инверсии населенностей  $\Delta N$  и обратно пропорционален ширине линии лазерного перехода  $\Delta\nu$ :

$$K \sim \frac{\Delta N}{\Delta\nu}. \quad (27)$$

Таким образом, из (25) — (27) мы получаем, как и в случае лазеров низкого давления,

$$\Delta N \sim W_H. \quad (28)$$

Этот факт представляет особую ценность, так как отсюда следует, что энергия излучения импульсного электроионизационного лазера будет увеличиваться прямо пропорционально давлению вплоть до по крайней мере 20 атм. Для непрерывного лазера это означает, что выходная мощность будет пропорциональна массе газа, прокачиваемого через активную область. Ограничение энергии излучения возникает лишь в результате теплового тушения инверсии.

Из рис. 19 также видно, что при увеличении давления выше 3 атм наклон прямых возрастает, возрастает и коэффициент усиления для фиксированного значения  $W_H/P$ . Причиной этого является вклад в усиление на данном переходе, обусловленный крыльями

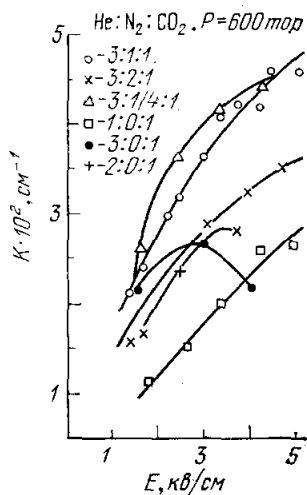


Рис. 18. Экспериментальная зависимость коэффициента усиления от электрического поля для ряда смесей He:N<sub>2</sub>:CO<sub>2</sub> при давлении 600 тор, полученная в работе <sup>36</sup>.

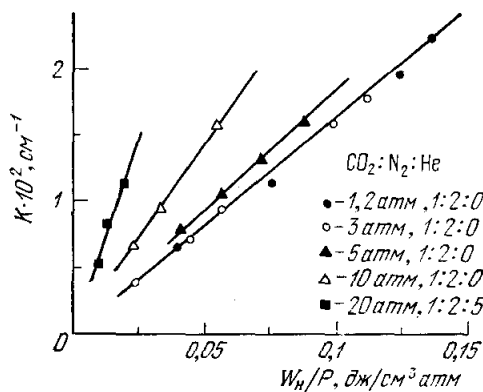


Рис. 19. Зависимость коэффициента усиления активной среды электроионизационного CO<sub>2</sub>-лазера от энергии накачки  $W_H$  <sup>53</sup>.

соседних вращательно-колебательных линий. Расчет ширины линии, произведенный в соответствии с рис. 19, дает величину коэффициента ударного уширения:

$$\beta = 0,10 \pm 0,02 \text{ см}^{-1} \text{ атм}^{-1}. \quad (29)$$

Для смеси 1 часть CO<sub>2</sub> — 2 части N<sub>2</sub> при давлении  $P = 1,2 \text{ атм}$  и энергии накачки  $W_H = 0,17 \text{ дж/см}^2$  в работе <sup>53</sup> получено значение инверсии населенностей  $\Delta N_{\text{эксп}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Вычисления по формуле (24) из <sup>24</sup> дают для величины инверсии близкое значение  $\Delta N_{\text{теор}} = 1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Приведенные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что заселение нижних лазерных уровней электронным ударом при высоких давлениях незначительно. В режиме длинного импульса ионизации,  $\tau_H \sim 5\text{--}10 \text{ мксек}$ , получаются аналогичные результаты: инверсия населенностей  $\Delta N = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при давлении  $P = 600 \text{ тор}$  <sup>36</sup>. В табл. III и IV приводятся значения коэффициента усиления для ряда смесей, полученные в работе <sup>36</sup> и соответственно <sup>21</sup>, <sup>53</sup>.

Одним из важнейших вопросов создания лазеров на сжатых газах является вопрос о роли тройных тушащих столкновений при высоких давлениях. Отсутствие экспериментальных данных по сечениям тушения для конкретных лазерных уровней делало невозможным теоретические предсказания. Экспериментальные данные, приведенные выше, свидетельствуют о том, что тушение инверсии вследствие возрастания скорости

Таблица III

Коэффициент усиления  $K$  в режиме слабого сигнала для ряда смесей  $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2$  при напряженности поля  $3 \text{ кВ/см}$ , давлении  $600 \text{ тор}$ , длительности импульса ионизации  $\tau_e = 10 \text{ мксек}$  ( $j_0$  — плотность тока через активную область,  $\tau^*$  — время достижения максимального усиления,  $W_H$  — вкладываемая в газ энергия за время  $\tau^*$ )

Смесь $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2$	$E_0/P$ , $\text{кВ/см}$	$j_0$ , $\text{а/см}^2$	$K$ , $\text{см}^{-1}$	$\tau^*$ , $\text{мксек}$	$W_H$ , $\text{дж/л}$
3:1:1	3,0	6,6	0,042	6	118
3:2:1	3,0	4,9	0,033	10	131
3:0:1	3,0	4,8	0,022	5	70
2:0:1	3,0	4,8	0,028	6	83
1:0:1	3,0	3,6	0,026	6	65
3:0,25:1	3,0	6,7	0,045	5	103

Таблица IV

Коэффициент усиления  $K$  для ряда смесей  $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2$  и различных значений энергии накачки  $W_H$ , параметра  $E_0/P$  и давления  $P^{53}$

Смесь $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2$	$E_0/P$ , $\text{в/см} \cdot \text{тор}$	$K$ , $\text{см}^{-1}$	$W_H$ , $\text{дж/см}^2$	$P$ , $\text{атм}$
0:1:1	26,0	0,04	0,19	1,2
	26,0	0,08	0,36	1,0
	15,5	0,064	0,79	3,0
	11,0	0,05	0,8	6,0
0:2:1	27,5	0,026	0,18	1,2
	14,0	0,052	1,08	5,0
	12,5	0,016	0,55	10,0
	28,0	0,04	0,36	1,0
0:4:1	22,0	0,043	0,80	2,0
	14,0	0,04	1,22	6,0
	15,0	0,01	0,6	1,2
	8,5	0,012	0,24	5,0
5:2:1	7,0	0,015	0,37	10,0
	5,5	0,012	0,4	20,0
	4,5	0,012	0,20	10,0
	3,5	0,012	0,23	20,0
32:2:1	3,0	0,012	0,24	40,0
	3,0	0,012	0,25	50,0

заселения нижних лазерных уровней электронным ударом отсутствует по крайней мере до  $20 \text{ атм}$ . Другой механизм тушения — возрастание скорости релаксации верхнего лазерного уровня при повышенных давлениях — может быть рассмотрен, если известна зависимость времени релаксации верхнего уровня от давления, измеренная в режиме усиления слабого сигнала. На рис. 20 приводятся экспериментальные зависимости от давления произведения времени существования инверсии  $\tau_{\Delta N}$  на давление  $P$  для нескольких лазерных смесей<sup>53</sup>. Из рис. 20 видно, что величина  $\tau_{\Delta N}P$  не зависит от давления. Эти измерения выполнены при быстрой накачке, когда время достижения максимальной инверсии  $\tau_{\max} \ll \tau_{\Delta N}$ <sup>53</sup>. Таким образом, для исследованных смесей

$$\tau_{\Delta N} \sim \frac{1}{P}. \quad (29')$$

Формула (29') соответствует отсутствию тройных тушащих столкновений. Величина

$$\tau_{\Delta N} = 10-20 \text{ мксек/атм} \quad (30)$$

практически совпадает с экспериментальными значениями, полученными при низких давлениях <sup>39</sup>. Таким образом, величина сечения столкновительной релаксации верхнего лазерного уровня для типичных лазерных смесей

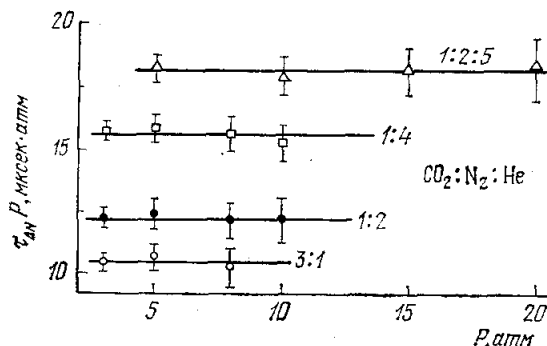


Рис. 20. Зависимость произведения времени существования инверсии  $\tau_{\Delta N}$  и давления  $P$  от давления <sup>53</sup>.

не зависит от давления по крайней мере до 20 атм. В работе <sup>53</sup> приводится также измеренное экспериментально при высоких давлениях сечение передачи возбуждения от  $\text{N}_2$  к  $\text{CO}_2$ :  $\sigma_{\text{N}_2 \rightarrow \text{CO}_2} \approx (1,6 \pm \pm 0,4) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Это значение практически совпадает с сечением, полученным при низких давлениях <sup>54</sup>.

#### 6. ПРОБОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЫ СОБСТВЕННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА

Ограничение выходной мощности электроионизационных  $\text{CO}_2$ -лазеров пробоем активной среды собственным излучением —

одно из важнейших препятствий на пути создания мощных установок. Особенно важным этот эффект является для импульсных лазеров с коротким импульсом излучения. Условия пробоя облегчаются двумя обстоятельствами. Во-первых, вследствие ионизации среды быстрыми электронами (или другим ионизирующим агентом) активная среда уже в значительной степени подготовлена к пробую. Во-вторых, из-за большего периода колебаний поля световой волны  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  электроны быстрее набирают энергию в поле инфракрасного излучения, чем в видимом диапазоне. Наконец, увеличение давления выше атмосферного также приводит к снижению порога пробоя. Исследованию оптического пробоя газов посвящено большое число работ (см., например, <sup>55-58</sup>). Мы приведем результаты расчета пороговой интенсивности пробоя смеси  $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2$  (3:2:1) и воздуха при атмосферном давлении излучением  $\text{CO}_2$ -лазера для различных длительностей импульса <sup>59</sup>. (рис. 21).

Эти расчеты подтвердились результатами эксперимента, выполненного в работах <sup>17, 21, 51</sup>. Порог пробоя непрерывным излучением составляет согласно <sup>59</sup>  $\sim 9 \cdot 10^8 \text{ вт/см}^2$  для смеси  $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2$  (3:2:1) и  $\sim 3,5 \cdot 10^9 \text{ вт/см}^2$  для воздуха. Порог пробоя ионизированной активной среды  $\text{CO}_2$ -лазера атмосферного давления составляет согласно <sup>60</sup> величину  $\sim 10^8 \text{ вт/см}^2$  при величине вкладываемой в газ энергии  $\sim 60 \text{ дж/л}$ . Порог

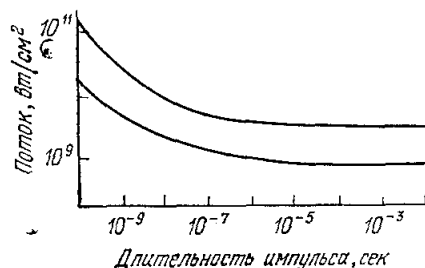


Рис. 21. Зависимость порога пробоя воздуха и смеси  $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2$  (3:2:1) при плотности числа частиц  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  излучением  $\text{CO}_2$ -лазера от длительности импульса излучения <sup>59</sup>.

пробоя сильно зависит от загрязненности газа пылевыми частицами. Например, порог пробоя воздуха атмосферного давления при длительности импульса  $\sim 10^{-6}$  сек после специальной очистки от пыли повышался более чем в пять раз и составлял величину  $\sim 10^{10}$  вт/см<sup>2</sup><sup>61</sup>. При специальном добавлении к лабораторному воздуху частиц с диаметром более 20 мкм порог пробоя снижался до  $10^8$  вт/см<sup>2</sup>. Эксперименты, выполненные в<sup>17</sup> при исследовании усиления импульса длительностью  $\sim 10^{-9}$  сек с помощью электроионизационного усилителя, позволили оценить порог пробоя активной среды в режиме коротких импульсов  $\sim 10$  дж/см<sup>2</sup>. Порог пробоя оптических окон и зеркал может достигать для импульсов  $\sim 10^{-7}$  сек величины  $\sim 3$  дж/см<sup>2</sup><sup>17</sup>.

В работах<sup>21, 62</sup> был исследован теоретически и экспериментально пробой некоторых молекулярных и атомарных газов (He, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, смесь CO<sub>2</sub> + N<sub>2</sub>, воздух) при давлениях до 60 атм под действием импульса излучения электроионизационного CO<sub>2</sub>-лазера длительностью  $\sim 10^{-6}$  сек.

В этих работах было обнаружено, что при высоких давлениях зависимость порога пробоя от давления для молекулярных газов качественно отличается от аналогичной зависимости для атомарных. При давлениях молекулярных газов  $P \sim 15-30$  атм частота упругих соударений  $\nu_{эфф}$  сравнивается с частотой световых колебаний  $\omega$  и в соответствии с зависимостью, полученной в работах<sup>21, 62</sup>:

$$I_{пор} \sim \frac{\omega^2 + \nu_{эфф}^2}{\nu_{эфф}}, \quad (31)$$

порог пробоя возрастает при дальнейшем увеличении давления (рис. 22), как

$$I_{пор} \sim \nu_{эфф} \sim P. \quad (32)$$

По этой причине лучевая прочность молекулярных газов при высоких давлениях оказывается выше прочности атомарных и выше прочности молекулярных газов при давлении  $P \sim 1$  атм. Этот факт имеет большое значение для создания мощных электроионизационных CO<sub>2</sub>-лазеров высокого давления, работающих в режиме коротких импульсов.

## 7. ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Исследования в области лазерного термоядерного синтеза представляют в последние годы одно из важнейших направлений квантовой радиофизики. Задача осуществления энергетически выгодной реакции синтеза требует согласно, например,<sup>17</sup> создания квантовых генераторов с энергией более  $10^4$  дж и длительностью импульса менее  $10^{-10}$  сек. Получить импульс излучения с такими параметрами с применением в качестве активного вещества лазера традиционного материала мощных лазеров — стекла с примесью неодима — чрезвычайно сложно. Существующие мощные лазерные установки такого типа находятся на пределе технических возможностей, однако уровень их мощности находится значительно ниже требуемого. Например, самая мощная в мире в настоящее время лазерная установка

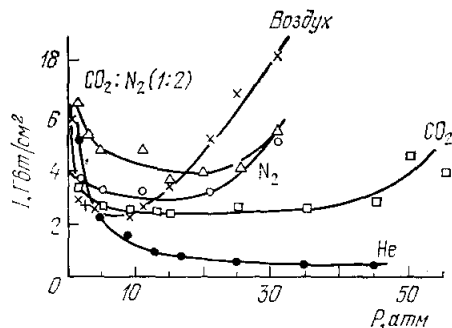


Рис. 22. Зависимость порога пробоя молекулярных и атомарных газов от давления<sup>62</sup>.

обладает энергией импульса излучения  $10^3$  дж при длительности импульса  $2 \cdot 10^{-9}$  сек.<sup>63</sup>

В работе<sup>9</sup>, впервые сообщившей о получении генерации на сжатых газах, было предложено применение в качестве активной среды мощного лазера с ультракороткой длительностью импульса сжатого углекислого газа. Длительность импульса может регулироваться давлением газа: так, при давлении выше 10–20 атм ширина линии усиления достигает  $100 \text{ см}^{-1}$  и открывается возможность генерации импульсов длительностью

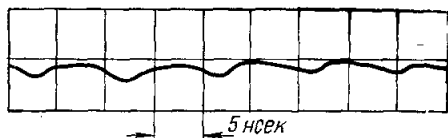


Рис. 23. Оциллограмма последовательности ультракоротких импульсов, генерируемых электроионизационным  $\text{CO}_2$ -лазером в режиме пассивной синхронизации мод<sup>53</sup>.

$\sim 10^{-12}$  сек. Высокая оптическая однородность газов и высокий к. п. д.  $\text{CO}_2$ -лазера высокого давления, достигающий в реальных условиях 30%<sup>17, 18, 21</sup>, являются достоинствами электроионизационных  $\text{CO}_2$ -лазеров. В работе<sup>53</sup> была экспериментально осуществлена пассивная синхронизация мод электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера при давлении 10 атм. На рис. 23 приводится оциллограмма последо-

вательности ультракоротких импульсов, полученных в этой работе. Длительность зарегистрированных импульсов, составлявшая 3 нсек, определялась разрешением оптического приемника. Экспериментальное значение к. п. д. лазера в таком режиме  $\eta \sim 10\%$ <sup>53</sup>. В работе<sup>17</sup> Лос-Аламосской исследовательской лаборатории США сообщалось о достижении с помощью электроионизационного оптического усилителя усиления импульса длительностью  $\sim 10^{-9}$  сек. При этом в режиме насыщенного усиления удавалось снимать 70% энергии, запасенной на верхнем лазерном уровне. Величина энергии насыщения  $W_s$  определяется известным выражением

$$W_s = \frac{\hbar\omega}{2\sigma}, \quad (33)$$

где  $\hbar\omega$  — энергия кванта излучения,  $\sigma$  — сечение индуцированного излучения. Экспериментальное значение энергии насыщения<sup>17</sup>

$$W_s = 0,16 - 0,24 \text{ дж/см}^2. \quad (34)$$

В табл. V приводятся параметры усилительной системы, спроектированной в Лос-Аламосской исследовательской лаборатории<sup>64</sup>. Энергия

Таблица V

Электрические параметры электроионизационной усилительной системы с выходной энергией  $10^3$  дж и длительностью импульса  $\tau \sim 10^{-9}$  сек<sup>64</sup>

	Каскады I и II	Каскад III	Каскад IV
Рабочее давление	600 тор	5 атм	3 атм
Ускоряющее напряжение электронной пушки, кВ	125–150	250	300
Плотность тока электронного пучка, а/см <sup>2</sup>	0,05	0,05	0,05
Напряжение питания ( $K=4$ кВ/см·атм), кВ	20	150	300
Плотность тока питания, а/см <sup>2</sup>	5–10	10	10
Длительность импульса питания, мксек	8–10	3	5
Расстояние между электродами лазера, см	5	8	25
Длина анода, см	100	100	200
Площадь анода, см <sup>2</sup>	800	800	5000



импульса излучения на выходе такой системы ожидается  $\sim 10^3$  дж, длительность импульса  $\sim 10^{-9}$  сек, к. п. д.  $\eta = 8\%$ . На рис. 14 показан разрез одного из усилителей, конструкции разных каскадов не имеют принципиальных отличий. В работе<sup>17</sup> обсуждался также вопрос о совмещении нескольких усилителей в одном каскаде посредством применения касегреновской оптики. На рис. 24 показана схема такого устройства. Энергия входного импульса в усилителе предполагается 0,001 дж, после первого прохода энергия луча достигает значения 0,49 дж, после второго прохода — 160 дж, выходной импульс имеет энергию 1700 дж, эффективность извлечения энергии из активной среды  $\sim 85\%$ , плотность потока энергии на выходе усилителя —  $4,5$  дж/см<sup>2</sup><sup>17</sup>.

С помощью обычной схемы выделения ультракороткого импульса в<sup>17</sup> удалось получить контраст импульса (отношение амплитуды импульса к интенсивности фона)  $\sim 500$ . При последовательном включении с такой системой усилительного каскада и второй аналогичной схемы выделения авторы работы<sup>17</sup> надеются получить контраст более  $10^5$ . В той же работе<sup>17</sup> было также предложено для увеличения контраста до  $10^8$  применение в качестве задающего генератора лазера на иттрий-алюминиевом гранате ( $\text{Nd}^{+3} : \text{YAG}$ ). В этом случае после формирования одиночного ультракороткого импульса с длиной волны  $1,06$  мкм предполагалось преобразование длины волны излучения этого импульса при двойном рамановском рассеянии в водороде в длину волны  $9,6$  мкм, усиление которой возможно с помощью электроионизационных  $\text{CO}_2$ -усилителей.

Установка для лазерных термоядерных экспериментов, должна состоять, по мнению авторов работ<sup>17, 64</sup>, из 8 четырехкаскадных каналов для симметричного облучения термоядерной мишени.

Многоканальное облучение мишени с хорошей симметрией фокусировки уже применялось в работе<sup>63</sup> и позволило получить рекордный для настоящего времени результат —  $10^7$  нейтронов из лазерной плазмы за один импульс излучения. В отличие от<sup>17, 64</sup>, в работе<sup>63</sup> активным веществом лазера служило неодимовое стекло.

## 8. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫХ $\text{CO}_2$ -ЛАЗЕРОВ

Режимы работы электроионизационных оптических  $\text{CO}_2$ -усилителей характеризуются длительностью импульса усиливаемого сигнала, а режимы генераторов — длительностью импульса накачки. Приведем некоторые цифры, качественно характеризующие несколько наиболее интересных режимов генерации и усиления. Прежде всего, все режимы генерации и усиления можно разделить на две группы: импульсные и квазинепрерывный и непрерывный режимы. Рассмотрим первую группу.

Наибольший интерес среди импульсных режимов усиления представляет режим усиления ультракоротких импульсов излучения. Выполненные

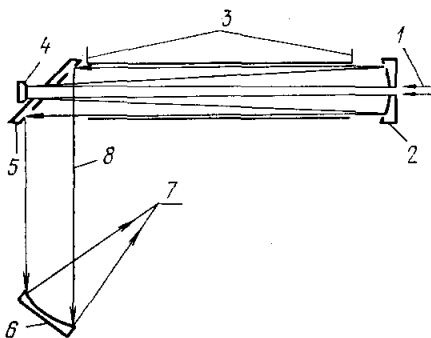


Рис. 24. Схема усилительного каскада с применением касегреновского телескопа<sup>17</sup>.

1 — входящий лазерный луч, 2 — коллимирующее зеркало, 3 —  $\text{CO}_2$ -усилительная среда с параметрами: длина — 140 см, диаметр — 25 см, давление — 3 атм, накопленная энергия — 2000 дж, коэффициент усиления в режиме слабого сигнала —  $0,046$  см<sup>-1</sup>, 4 — выпуклое зеркало, 5 — поворотное зеркало, 6 — фокусирующее зеркало, 7 — мишень, 8 — выходной луч усилителя.

экспериментальные исследования спектров усиления показали, что при давлениях выше 10 атм ширина линии усиления достигает  $\Delta\nu \sim 50 \text{ см}^{-1}$  для *R*-ветви и  $\Delta\nu \sim 30 \text{ см}^{-1}$  для *P*-ветви. Таким образом открывается возможность генерации ультракоротких импульсов вплоть до длительности  $\tau \sim 1/2\pi\Delta\nu \sim 10^{-12} \text{ сек}$ . В режиме ультракоротких импульсов длительность усиливаемого сигнала значительно короче времени релаксации как верхнего, так и нижнего лазерных уровней и короче времени передачи возбуждения от молекул азота к молекулам  $\text{CO}_2$ .

Накачка активной среды усилителя в этих условиях, очевидно, должна производиться достаточно длинным импульсом за время, не превышающее, однако, времени релаксации верхнего лазерного уровня. Для наибольшей эффективности использования энергии накачки смесь должна содержать большое количество  $\text{CO}_2$  или вообще работать на чистом  $\text{CO}_2$ . Для уменьшения вероятности заселения нижнего лазерного уровня электронным ударом в смесь необходимо добавлять азот, оптимальное количество которого составляет величину  $\sim 0,2-1,0$  от концентрации молекул  $\text{CO}_2$ . Добавление He в смесь, работающую в режиме усиления или генерации коротких импульсов, производится только для облегчения требований к источникам электронного пучка и накопительной батареи, сводящихся главным образом к максимально возможному уменьшению плотности электронного тока (и следовательно, плотности ионизации) и быстрого действия конденсаторной батареи. Для мощных систем быстрого действия накопительной батареи трудно сделать короче 5—10 мксек, поэтому рабочие смеси с давлением 1 атм и выше должны содержать некоторое количество He.

Согласно работе <sup>36</sup> оптимальной смесью для этих условий является смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  с соотношением компонент 2 : 1/4 : 3. Для давлений, превышающих атмосферное, количество He должно быть увеличено.

Очевидно, что в режиме ультракороткого импульса излучения усиленная система должна работать в области насыщенного усиления, а максимальная энергия усиленного импульса будет определяться количеством частиц, запасенных на верхнем лазерном уровне. Рассмотрим случай длительности усиливаемого сигнала  $\tau_{\text{и}} > \tau_{\text{вр}}$ , где  $\tau_{\text{вр}}$  — время вращательной релаксации. Величина  $\tau_{\text{вр}}$  для типичных смесей  $\tau_{\text{вр}} \approx 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ сек/атм}$  <sup>65</sup>, поэтому при длительности импульса  $\tau_{\text{и}} > \kappa\tau_{\text{вр}}$  энергия снимается со всего спектра вращательных компонент уровня 00<sup>0</sup>1  $\text{CO}_2$  (здесь  $\kappa$  — коэффициент, больший 1, характеризующий скорость миграции энергии по спектру усиления).

В связи с широким спектром ультракороткого импульса энергия, запасенная на верхнем лазерном уровне, по-видимому, может эффективно сниматься при усилении ультракоротких импульсов и при выполнении обратного неравенства  $\tau_{\text{и}} < \kappa\tau_{\text{вр}}$ , как это осуществляется при усилении ультракоротких импульсов в стекле с неодимом, где миграция энергии по спектру усиления практически отсутствует за время  $\tau_{\text{и}}$ .

Если длительность импульса  $\tau_{\text{и}}$  больше времени установления равновесной населенности между уровнями 10<sup>0</sup>0 и 02<sup>0</sup>0, число квантов индуцированного излучения в усиленном сигнале будет составлять величину  $\sim 80\%$  от числа молекул, находящихся на верхнем уровне 00<sup>0</sup>1  $\text{CO}_2$ .

Такая высокая эффективность использования энергии, запасенной на уровне 00<sup>0</sup>1, объясняется большим статистическим весом группы уровней 10<sup>0</sup>0 и 02<sup>0</sup>0 по сравнению с весом уровня 00<sup>0</sup>1. С учетом дважды вырожденного уровня 02<sup>0</sup>0 общий статистический вес группы нижних лазерных уровней составляет величину, равную 4. Оценка к. п. д.  $\eta$  и удельной энергии излучения  $W_{\text{и}}$  активной среды усилителя, работающего

в рассмотренном режиме, дает значения \*)

$$\eta_{\max} \approx 17\%, \quad W_{и, \max} \approx 0,05 \text{ дж} \cdot \text{см}^{-3} \text{ атм.}$$

При усилении импульсов меньшей длительности ( $\tau_n < 2 \cdot 10^{-10} \text{ сек/атм}$ ) к. п. д. усилителя и энергосъем будут уменьшаться.

Эксперимент, выполненный в работе <sup>17</sup>, продемонстрировал эффективность съема энергии 70% от энергии, запасенной на верхнем лазерном уровне, при усилении сигнала длительностью  $\sim 10^{-9} \text{ сек}$  усилителем с атмосферным давлением рабочего газа. Однако в работе той же группы авторов <sup>66</sup>, опубликованной позднее, было получено пятикратное снижение эффективности съема при уменьшении длительности от 70 до 5 нсек. Этот факт возможно объясняется либо очень большой величиной  $\kappa$ , либо неточностью эксперимента, связанной с наличием тонкой временной структурой внутри усиливаемого импульса.

Как к. п. д., так и энергосъем возрастают до предельных возможных величин при усилении импульса, длительность которого больше времени релаксации нижнего лазерного уровня (по существу, больше времени столкновительной релаксации уровня 01<sup>10</sup>), больше времени передачи возбуждения от N<sub>2</sub> к CO<sub>2</sub> и в то же время меньше времени релаксации верхнего лазерного уровня:

$$\tau_n > \tau_{0110}, \quad \tau_n > \tau_{N_2 \rightarrow CO_2}, \quad \tau_n < \tau_{\Delta N}.$$

Очевидно, что в этой ситуации предельный к. п. д. при малом уровне накачки приближается к квантовому  $\eta_{кв}$ :

$$\eta_{\max} = \eta_{кв} \approx 40\%,$$

а предельная энергия излучения может достигать величины

$$W_{\max} \approx 0,12 \text{ дж} \cdot \text{см}^{-3} \text{ атм}^{-1}.$$

При реализации такого режима оптимальной будет смесь CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He с соотношением компонент 1:1:3 (для  $P \sim 1 \text{ атм}$ ).

Длительность импульса усиливаемого сигнала  $\tau_n$  и длительность импульса накачки  $\tau_n$  могут значительно превышать время релаксации верхнего уровня:

$$\tau_n \approx \tau_n \gg \tau_{0001} \approx \tau_{ст},$$

если интенсивность усиливаемого сигнала настолько велика, что скорость распада верхнего лазерного уровня вследствие индуцированных переходов  $\mathcal{P}_n/\hbar\omega = (dN/dt)_{инд}$  (здесь  $\mathcal{P}_n$  — мощность индуцированного излучения единицы объема активной среды) превышает скорость распада вследствие столкновительных безызлучательных процессов:

$$\frac{\mathcal{P}_n}{\hbar\omega} > \left( \frac{dN}{dt} \right)_{ст} \approx \frac{N_{0001}}{\tau_{ст}}; \quad (35)$$

здесь  $\tau_{ст}$  — время столкновительного распада уровня 00<sup>01</sup>.

Аналогичная ситуация может осуществляться и в режиме генерации. Из (35) легко получить требование на минимальную мощность накачки ОКГ:

$$\mathcal{P}_{н, \min} > \eta_{кв} \frac{\hbar\omega\Delta\omega}{A} \frac{1}{\tau_{ст}} \frac{\ln(R_1 R_2)^{-1}}{L}; \quad (36)$$

здесь  $\eta_{кв} = 0,4$  — квантовый к. п. д. системы,  $R_1, R_2$  — коэффициенты отражения зеркал резонатора,  $L$  — длина активной области, величина

\*) При энергии импульса излучения  $W_{и} \approx 0,05 \text{ дж} \cdot \text{см}^{-3} \text{ атм}$  к. п. д. оказывается несколько ниже  $\eta_{\max}$  и составляет величину 12%, и, аналогично, при  $\eta \approx 17\%$  энергия излучения не может превышать значение  $W_{и} \approx 0,03 \text{ дж} \cdot \text{см}^{-3} \text{ атм}$ .

$A$  — константа в формуле для коэффициента усиления  $K = A (\Delta N / \Delta \omega)$  ( $\Delta N$  — инверсия населенностей,  $\Delta \omega$  — ширина линии усиления). Зная импульсную мощность накачки и максимально допустимый нагрев рабочей смеси  $\Delta T$  (для  $\text{CO}_2$ -лазеров  $\Delta T \approx 200^\circ \text{K}$ ), можно вычислить предельную длительность импульса накачки  $\tau_{\text{н. max}}$  и, следовательно, импульса генерации  $\tau_{\text{г. max}}$ :

$$\tau_{\text{н. max}} = \tau_{\text{г. max}} \leq \frac{c\rho\Delta T \cdot A\tau_{\text{ст}}L}{\eta_{\text{КВ}}\hbar\omega\Delta\omega \cdot \ln(R_1R_2)^{-1}}; \quad (37)$$

здесь  $c$ ,  $\rho$  — теплоемкость и плотность рабочего газа. Из формулы (37) можно получить данные для определения оптимального состава рабочей смеси для заданной длительности импульса генерации. Например, при длительности импульса генерации  $\tau_{\text{г}} \approx 10^{-4}$  сек и атмосферном давлении рабочей смеси оптимальный состав смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  близок к 1:1:8.

Из соображений, заданных геометрией активной области, может оказаться необходимым варьировать в некоторых пределах коэффициентом усиления. Одним из простых способов этого является уменьшение содержания  $\text{CO}_2$  в смеси, так как при уменьшении содержания  $\text{CO}_2$  коэффициент усиления уменьшается.

Подобным образом можно выполнить оценки и для режима усиления длинного импульса.

Интересной особенностью усилителя, работающего в режиме длинных импульсов, является понижение коэффициента усиления, пропорциональное длительности импульса при неизменной энергии излучения единицы объема. Этот эффект вызывает необходимость значительного повышения величины энергии входного импульса  $W_{\text{вх}}$ , также пропорционального длительности импульса:

$$W_{\text{вх}} \approx W_s \frac{\tau_{\text{н}}}{\tau_{\text{ст}}}; \quad (38)$$

здесь  $W_s$  — энергия входного импульса для реализации режима насыщенного усиления короткого импульса. Однако, несмотря на увеличение минимальной энергии входного сигнала, в режиме усиления длинных импульсов интенсивность входного сигнала оказывается не зависящей от длительности импульса.

Из условия максимально допустимого нагрева рабочей смеси и максимально допустимой энергии накачки единицы объема активной среды можно вычислить скорость прокачки газа в непрерывном режиме генерации. Характерными константами, определяющими скорость смены рабочего газа, являются наряду с предельно допустимой энергией накачки геометрические размеры активной области и предельно допустимый поток мощности когерентного излучения через активную среду, выходное зеркало генератора или выходное окно усилителя. Последняя величина в значительной мере определяет конструкцию усилителей и генераторов также и при коротком импульсе излучения.

При оценке режимов работы электроионизационных генераторов и усилителей мы не касались вопросов возбуждения активной среды, в частности параметров электронного пучка. Эти величины легко вычисляются по заданным значениям энергии, мощности накачки и геометрии активной области. В качестве примера приведем формулу для плотности тока электронного пучка в случае возбуждения смесей, содержащих много He:

$$j_e = \frac{c^2 \rho^2 (\Delta T)^2 P_0 b}{e v_{\text{др}}^2 E^2 \tau_{\text{н}}^2 \gamma P}; \quad (39)$$

здесь, кроме уже использованных в данной главе обозначений, вводятся также:  $b$  — коэффициент электрон-ионной рекомбинации,  $\gamma$  — число электрон-ионных пар, рождаемых одним быстрым электроном на 1 см пробега в данной смеси при давлении  $P_0$ ,  $P$  — давление смеси,  $v_{др}$  — дрейфовая скорость электронов,  $E$  — электрическое поле.

Вообще говоря, существует нижний предел плотности электронного тока  $j_e$ , определяемый минимальной концентрацией электронов в рабочем газе, при которой еще не сказывается влияние приэлектродных пространственных зарядов. Величина этого значения плотности электронного тока сильно зависит от геометрии активной области, энергии электронного пучка, напряжения электрического питания. Для многих практических случаев возбуждения непрерывных лазеров оптимальное значение плотности тока электронного пучка при энергии электронов 200—300 кэв составляет величину  $\leq 10^{-4}$  а/см<sup>2</sup>.

## 9. ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НОВЫХ РАБОЧИХ ВЕЩЕСТВ

Электроионизационный метод введения энергии в плотную газовую среду обладает наибольшей эффективностью для возбуждения вращательно-колебательных уровней молекул и может применяться для возбуждения многих молекулярных газов, генерация на которых получена в электрическом разряде ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{N}_2$  и др.). Причиной этого является прежде всего тот факт, что в электроионизационном методе используется слабое электрическое поле, величина которого, как правило, находится в пределах 3—4 кв·атм/см. В таких полях энергия электрического тока расходуется только на возбуждение колебаний, а доля энергии, идущая на возбуждение электронных уровней и на ионизацию, практически равна нулю. Другой особенностью электроионизационного метода возбуждения является чрезвычайно высокая эффективность использования свободных электронов. Мы имеем в виду то обстоятельство, что один электрон, созданный в газе внешней ионизацией, испытывает до  $10^5$  столкновений с молекулами рабочего газа, прежде чем рекомбинирует. В течение своего времени жизни электрон передает громадную энергию от электрического поля колебаниям молекул. Эта энергия достигает величины  $\sim 10^4$  эв и значительно превышает энергию  $W_e \sim 35$  эв, затраченную на создание свободного электрона. При накачке молекулярных лазеров ионизирующим излучением эффективность использования вторичных электронов оказывается на несколько порядков меньше, значительно ниже эффективность использования и собственной энергии вторичных электронов (существенная доля этой энергии идет на возбуждение электронных переходов), и поэтому накачка лазеров ионизирующим излучением эффективна для возбуждения электронных переходов<sup>4, 5</sup> и малоэффективна для возбуждения вращательноколебательных<sup>10</sup>.

Возможности электроионизационного метода, однако, не исчерпываются только возбуждением вращательно-колебательных молекулярных уровней. В работах<sup>21</sup> было высказано предложение применить электроионизационный метод для возбуждения электронных уровней.

Из рис. 1 видно, что при отсутствии колебательных степеней свободы у частиц газа (это осуществляется для атомарных газов и газов, образующих устойчивые молекулы только в возбужденном состоянии) наинизшими уровнями, возбуждение которых может осуществляться ускоряемыми электрическим полем электронами, являются электронные уровни и поэтому существует область электрических полей, меньших поля зажигания лавинного разряда, в которых эффективно осуществляется возбуждение электронных уровней. В импульсном режиме, когда длитель-

ность включения электрического поля меньше времени развития искрового пробоя, эта область полей может быть значительно расширена, и электрическая схема питания лазера будет работать в режиме, близком к режиму пропорционального счетчика с газовым усилением. В этих условиях возможно возбуждение электронных уровней даже в устойчивых молекулярных системах таких, например, как  $N_2$ ,  $H_2$ ,  $CO$  и др., дающих излучение в далекой ультрафиолетовой области. Возможность импульсного возбуждения электронных уровней здесь обусловлена тем обстоятельством, что в сильном импульсном электрическом поле вид функции распределения

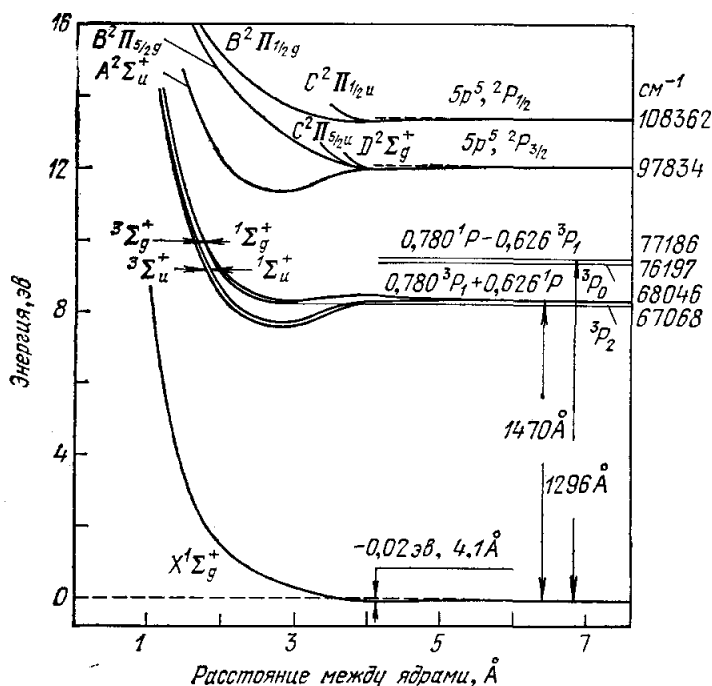


Рис. 25. Схема потенциальных кривых электронных состояний молекулы  $He_2^{68}$ .

электронов по энергии существенно изменяется и значительно увеличивается число электронов, протекающих за барьер возбуждения колебательных уровней в область энергий, где резко падает сечение возбуждения колебаний и сильно возрастают сечения возбуждения электронных уровней. Недостатком таких систем является высокая критичность выбора значений электрического поля и длительности импульса питания<sup>21</sup>.

При возбуждении низкорасположенных электронных уровней трудно получить инверсию населенностей, если излучательные переходы заканчиваются на основном уровне. Поэтому наибольший интерес представляют молекулярные и атомные системы, в которых нижний лазерный уровень расположен выше основного. Среди атомных газов можно указать атомы металлов  $Cu$ ,  $Pb$ ,  $Tl$ ,  $Mn$ ,  $Ca$ , на которых получена генерация в электрическом разряде<sup>67</sup>. Применение электроионизационного метода может в значительной степени снять ограничения на объем и давление рабочих газов, обусловленные особенностями самостоятельного электрического разряда.

В работах<sup>4, 21</sup> было предложено использование электронных переходов в молекулах, в которых основное состояние неустойчиво. К таким молекулам относятся молекулы инертных газов  $He$ ,  $Kr$ ,  $Ar$ ,  $Ne$ ,  $He$ , молекулы некоторых металлов  $Hg$ ,  $Cd$ ,  $Zn$  и др. На рис. 25 показана схема

потенциальных кривых наинизших электронных состояний молекулы  $\text{Xe}_2$ <sup>68</sup>. Так как в такой системе для электронов, ускоряющихся в электрическом поле, не существует барьера колебательных уровней, электроны под действием поля могут легко достигать энергий, достаточных для возбуждения наинизших электронных уровней атома Хе.

При столкновениях возбужденного атома с невозбужденным с большой вероятностью образуется возбужденная двухатомная молекула. Переход молекулы из возбужденного состояния в основное происходит в соответствии с принципом Франка — Кондона (см. рис. 25) при неизменных межъядерных расстояниях. В результате перехода излучается квант света с энергией, меньшей расстояния между атомными уровнями, который не может поглотиться атомарным газом. Таким образом, осуществляется четырехуровневая лазерная схема, впервые предложенная для рассматриваемых систем в работах<sup>4</sup>. Генерация в такой схеме получена на жидком Хе<sup>4</sup> и газообразном Хе<sup>5</sup>. Среди трудностей электроионизационного возбуждения электронных переходов в таких молекулах прежде всего необходимо указать, как и для возбуждения молекул  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$  и др., трудность достижения устойчивого разряда, поскольку возбуждающее электрическое поле необходимо выбирать близким к полю формирования лавинного разряда.

В работе<sup>69</sup> электроионизационным методом возбуждения было осуществлено инициирование химической реакции в химическом лазере на смеси  $\text{D}_2 + \text{F}_2 + \text{CO} + \text{He}$ . Из-за высокой эффективности однородного введения энергии в плотную молекулярную газовую среду электроионизационный метод инициирования химических реакций обладает рядом существенных преимуществ перед применяющимися в настоящее время методами — фотоиницированием и инициированием электрическим разрядом. В работах<sup>47, 48</sup> была получена генерация на молекулах  $\text{CO}$ . В работе<sup>70</sup> было показано, что электроионизационный метод применим для накачки вращательно-колебательных переходов в молекулах с нулевым дипольным моментом. В этой работе были рассмотрены переходы в молекуле водорода, запрещенные в дипольном приближении и обладающие малой вероятностью квадрупольных переходов. При наложении сильного электрического поля на возбужденные молекулы водорода (или дейтерия) появляются так называемые индуцированные электрическим полем переходы, предсказанные в работе<sup>71</sup>, удовлетворяющие правилам отбора  $\Delta j = 0 \pm 2$ . Случай наложения переменного индуцирующего поля может интерпретироваться как двухфотонный процесс.

Квантовая эффективность такой системы оказывается равной согласно<sup>70</sup> 85%. В этой же работе было предложено также применение в аналогичной схеме вместо водорода молекул  $\text{H} - \text{D}$  и  $\text{H} - \text{T}$ , в которых вследствие нарушения симметрии частично снимается запрет на переходы с  $\Delta j = \pm 1$ <sup>72</sup> и в силу этого открывается возможность получения генерации без индуцирующего внешнего поля.

#### 10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Уникальные свойства электроионизационных  $\text{CO}_2$ -лазеров — возможность прямого преобразования электрической энергии в энергию когерентного излучения с к. п. д.  $\eta \approx 30\%$ , возможность получения плавной перестройки частоты и генерации ультракоротких импульсов, возможность создания мощных установок — ставят их на одно из первых мест в области применений лазеров в науке и технике. В настоящее время в ряде лабораторий интенсивно ведется работа по созданию сверхмощных установок для лазерного термоядерного синтеза<sup>17</sup>, установок для применений в про-

мышленности<sup>22,73</sup> (рис. 26), рассматриваются также проекты установок со средней мощностью  $10^9$  *вт*<sup>73</sup>. Мощные электроионизационные лазеры могут служить реальной основой лазерной энергетики будущего.

Чрезвычайно перспективным является также применение электроионизационных лазеров высокого давления в химии. Генерация плавно перестраиваемого по частоте мощного излучения открывает возможность

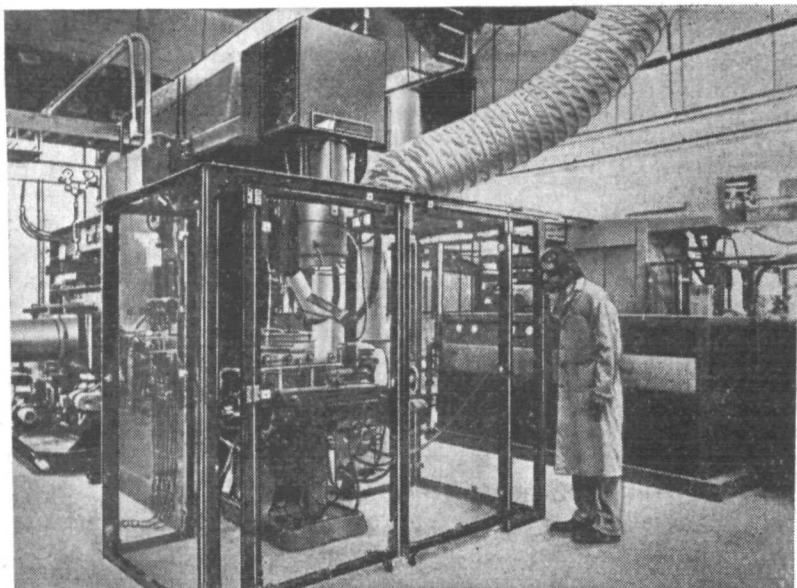


Рис. 26. Непрерывный электроионизационный  $\text{CO}_2$ -лазер с максимальной выходной мощностью до 30 *квт* (препринт фирмы AVCO, 1973 г.).

избирательного стимулирования химических реакций, которые не осуществляются обычными методами в термодинамически равновесных системах<sup>25</sup>.

Применение электроионизационных лазеров и электроионизационного метода возбуждения в научных исследованиях позволяет значительно расширить возможности лазерной спектроскопии, позволяет выполнять измерения констант многих неравновесных процессов особенно при высоких давлениях, которые исследовались до сих пор только посредством дорогостоящих экспериментов, проводимых, по существу, в равновесных условиях на ударных трубах и взрывных установках<sup>65</sup>. Электроионизационный метод возбуждения сжатых газов открывает широкие возможности для исследования процессов колебательно-поступательной, колебательно-колебательной и вращательной релаксации в молекулярных системах практически при произвольных давлениях.

Одним из перспективных применений электроионизационного метода является исследование возбуждения электронных уровней молекул и возбуждения новых видов лазерных переходов, в частности возбуждения запрещенных в дипольном приближении колебательных переходов в молекулах<sup>70</sup>.



## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. N. G. Basov, *Advances in Quantum Electronics*, v. 2, N.Y., Columbia Univ. Press, 1961, p. 506.
2. Ю. М. Попов, *Тр. ФИАН СССР* 31, 3 (1965).
3. О. В. Богданкевич, Докт. диссертация (ФИАН СССР, 1966).
4. N. G. Basov, E. M. Balashov, O. V. Bogdankevich, V. A. Danilychev, G. N. Kshnikov, N. P. Lantsov, D. D. Khodkevitch, *Presentation at the Intern. Conference on Luminescence* (August 28—20, 1969), New Ark, Delaware, USA, p. J-7; то же: *J. Luminescence* 1, 834 (1970); Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, Ю. М. Попов, Д. Д. Ходкевич, *Письма ЖЭТФ* 12, 473 (1970); Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, А. Г. Молчанов, Ю. М. Попов, Д. Д. Ходкевич, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 37, 494 (1973).
5. H. A. Koehler, L. J. Ee derber, D. L. Redhead, P. J. Ebert, *Appl. Phys. Lett.* 21, 198 (1972).
6. M. L. Bhaumik, W. B. Lacina, M. M. Mann, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-8, 150 (1972).
7. А. В. Елецкий, В. М. Смирнов, *ДАН СССР* 190, 809 (1970).
8. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. В. Богданкевич, В. А. Данилычев, С. Г. Дарзнев, А. Ф. Сучков, *Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР)*, № 11, 23 (1970).
9. а) Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков, сборник «Квантовая электроника», вып. 3, М., «Сов. радио», 1971, стр. 121; б) Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. Ф. Сучков, *Письма ЖЭТФ* 14, 421 (1971); Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков, *Вестн. АН СССР*, № 3, 12 (1972).
10. Ю. А. Ткач, Я. Б. Файнберг, Л. И. Болотин, Я. Я. Бессараб, Н. П. Гадецкий, Ю. Н. Черненко, А. К. Березин, *Письма ЖЭТФ* 6, 956 (1967).
11. В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов, С. А. Голубев, С. С. Красильников, А. М. Прохоров, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, *ibid.* 8, 346 (1968); С. А. Голубев, В. Д. Письменный, Т. В. Рахимов, А. Т. Рахимов, *ЖЭТФ* 62, 458 (1972).
12. Г. Г. Долгов-Савельев, В. В. Кузнецов, Ю. Л. Козьминых, А. М. Оришч, *ЖПС* 12, 737 (1970).
13. R. Dumanchin, J. Rossa-Serra, *C. R. Ac. Sci.* 269, 916 (1969).
14. J. A. Beaulieu, *Appl. Phys. Lett.* 16, 504 (1970).
15. K. B. Persson, *J. Appl. Phys.* 36, 3086 (1965).
16. C. A. Fenstermacher, M. J. Nutter, J. P. Rink, K. Boyer, *Bull. Am. Phys. Soc.* 16, 42 (1971).
17. K. Boyer (Los Alamos Scientific Laboratory), *Presentation at Japan — U.S. Seminar on Laser Interaction with Matter* (September 24—29, 1972), Kyoto.
18. J. D. Daugherty, E. R. Pugh, D. H. Douglas-Hamilton, *Bull. Am. Phys. Soc.* 17, 399 (1972); *Phys. Today* 25 (1), 18 (1972).
19. N. G. Aulstrom, G. Inglesakis, J. E. Holzrichter, T. Kau, J. Jensen, A. Kolb, *Appl. Phys. Lett.* 21, 492 (1972).
20. Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, А. А. Ионин, И. Б. Ковш, В. Н. Соболев, *ЖТФ* 43, 2357 (1973).
21. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. С. Подсосонный, А. Ф. Сучков, *Препринт ФИАН СССР* № 56, Москва, 1972; N. G. Basov, *Presentation at 7th Intern. Quantum Electronics Conference* (May 8—11, 1972), Montreal; то же: *Laser Focus*, 45 (September 1972); В. А. Данилычев, Докт. диссертация (ФИАН СССР, 1973).
22. E. V. Locke, E. D. Hoag, R. A. Hella, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-8, 132 (1972).
23. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков, *Письма ЖЭТФ* 14, 545 (1971); V. N. Bagratashvili, I. N. Knyazes, V. S. Letokhov, *Optics Comm.* 4, 154 (1971);
24. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, А. С. Подсосонный, А. Ф. Сучков, *Препринт ФИАН СССР* № 58, Москва, 1972; Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, А. С. Подсосонный, А. Ф. Сучков, *Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР)*, № 5, 44 (1972).
25. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, Е. П. Маркин, А. Н. Ораевский, А. В. Панкратов, *ЖЭТФ* 64, 485 (1973).
26. W. L. Nighan, *Phys. Rev.* A2, 1989 (1970).

27. Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах, М. — Л., Гостехиздат, 1950; И. Мак-Даниэль, Процессы столкновений в ионизованных газах, М., «Мир», 1967.
28. J. J. Thomson, G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, v. 1, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1928.
29. В. Л. Грановский, Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., «Наука», 1971.
30. В. И. Векслер, Л. В. Грошев, Б. И. Исаев, Ионизационные методы исследования излучений, М., Гостехиздат, 1949.
31. а) Б. Росси, Г. Штауб, Ионизационные камеры и счетчики, М., ИЛ, 1951; б) Б. М. Ковальчук, В. В. Кремнев, Г. А. Месяц, ДАН СССР 191, 76 (1970).
32. Е. П. Велихов, И. В. Новобранцев, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, А. Н. Старостин, ДАН СССР 205, 1328 (1972).
33. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. Ф. Сучков, ЖТФ 42, 2540 (1972).
34. а) С. В. Mills, Intern. Quantum Electronics Conference (May 8—11, 1972), Montreal, Digest of Technical Papers, p. 78; б) Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, В. В. Кремнев, Ю. Д. Королев, Ю. А. Курбатов, В. В. Савин, Препринт ИОА СО АН СССР № 3, Томск, 1972.
35. С. Браун, Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., Госатомиздат, 1961.
36. C. A. Fenstermacher, M. J. Nutter, W. T. Leland, K. Boyer, Appl. Phys. Lett. 20, 56 (1972).
37. R. C. Smith, *ibid.* 21, 352.
38. C. K. N. Patel, Phys. Rev. Lett. 12, 588 (1964).
39. Н. Н. Соболев, В. В. Соколов, УФН 91, 425 (1967); В. П. Тычинский, *ibid.*, стр. 389; К. Пател, УФН 97, 697 (1969).
40. А. Н. Лобанов, А. Ф. Сучков, Препринт ФИАН СССР № 140, Москва, 1973.
41. В. А. Данилычев, Д. Д. Ходкевич, ПТЭ, № 3, 157 (1971).
42. В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, ПТЭ, № 1, 194 (1973).
43. R. K. Garnsworthy, L. F. S. Mathias, C. H. N. Carmichael, Appl. Phys. Lett. 19, 506 (1971).
44. J. S. Levine, A. Javan, *ibid.* 22, 55 (1973); D. B. Cohn, E. R. Ault, *ibid.*, p. 138.
45. S. Marcus, *ibid.* 21, 18 (1972).
46. В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов, В. В. Васильцев, С. С. Красильников, В. Д. Письменный, И. В. Новобранцев, А. Т. Рахимов, А. Н. Старостин, В. Е. Хвостонов, Письма ЖЭТФ 15, 637 (1972).
47. W. B. Lacina, M. M. Mann, Appl. Phys. Lett. 21, 224 (1972); М. М. Манн, W. B. Lacina, M. L. Bhaumik, *цит. в* <sup>34</sup>а сборник, p. 99.
48. Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, А. А. Ионин, И. Б. Ковш, В. А. Соболев, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 6, 3 (1974).
49. U. P. Oppenheim, A. D. Davis, J. Opt. Soc. Am. 58, 585 (1968).
50. D. E. Burch, D. A. Czugnak, R. R. Patty, C. E. Bartku, *ibid.* 59, 267 (1969).
51. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. С. Подсосонный, А. Ф. Сучков, ЖЭТФ 64, 108 (1973).
52. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. С. Подсосонный, А. Ф. Сучков, *цит. в* <sup>34</sup>а сборник, стр. 46.
53. Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, А. С. Подсосонный, Письма ЖЭТФ 17, 147 (1973); О. М. Керимов, Канд. диссертация (МФТИ, 1973).
54. R. L. Taylor, S. Bitterman, Rev. Mod. Phys. 41, 26 (1969).
55. Ю. П. Райзер, УФН 87, 29 (1965).
56. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, И. А. Полуэктов, Письма ЖЭТФ 15, 60 (1972).
57. Ю. В. Афанасьев, Э. М. Беленов, О. Н. Крохин, И. А. Полуэктов, ЖЭТФ 57, 580 (1969).
58. D. C. Smith, Appl. Phys. Lett. 19, 405 (1971).
59. G. H. Sanaian, W. A. Proctor, P. E. Nielsen, S. D. Rockwood, *цит. в* <sup>34</sup>а сборник, p. 46.
60. R. Dumanchin, M. Michon, J. C. Farcy, G. Boudinet, J. Ресса-Serra, Laser Focus, 32 (August 1971).

61. L. C. Marquet, R. J. Hull, D. E. Lencioni, цит. в <sup>34</sup>а сборник, р. 46.
  62. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, ЖЭТФ 63, 2010 (1972).
  63. Н. Г. Басов, Ю. С. Иванов, О. Н. Крохин, Ю. А. Михайлов, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, Письма ЖЭТФ 15, 589 (1972).
  64. C. A. Fenstermacher, Presentation at 7th Intern. Conference (May, 8-11, 1972), Montreal.
  65. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Физматгиз, 1963.
  66. J. F.igueira, W. H. Reichelt, G. T. Schappert, T. F. Stratton, C. A. Fenstermacher, Appl. Phys. Lett. 22, 216 (1973).
  67. Г. Г. Петраш, УФН 105, 645 (1971).
  68. R. S. Mulliken, J. Chem. Phys. 52, 5170 (1970).
  69. Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, К. Н. Мальцев, Е. П. Маркин, О. М. Керимов, А. Н. Ораевский, А. С. Подсосонный, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 7, 25 (1973).
  70. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, А. Ф. Сучков, Письма ЖЭТФ 16, 301 (1972).
  71. E. U. Condon, Phys. Rev. 41, 759 (1932).
  72. R. A. Durie, G. Herzberg, Canad. J. Phys. 38, 806 (1960).
  73. A. Kantrowitz, Astronaut. and Aeronaut., 74 (May 1972).
  74. E. Rutherford, J. Chadwick, C. A. Ellis, Radiation from Radioactive Substances, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1930.
  75. A. O. Engelhardt, A. V. Phelps, C. G. Risk, Phys. Rev. A135, 1566 (1964).
  76. M. J. W. Boness, G. J. Schulz, Phys. Rev. Lett. 21, 1031 (1968).
  77. R. L. Tayler, M. Camoc, R. M. Fienberg, Proc. of Intern. Symposium on Combustion, Pittsburg Combustion Institute, 1966, p. 49.
  78. C. B. Moore, R. E. Wood, B. L. Hu, J. T. Yardley, J. Chem. Phys. 46, 4222 (1967).
  79. A. A. Offenberger, D. J. Rose, J. Appl. Phys. 41, 3808 (1970).
  80. W. A. Rosser, Jr., A. D. Wood, E. T. Gerry, J. Chem. Phys. 50, 4996 (1969).
  81. J. C. Stephenson, C. B. Moore, ibid. 52, 2383 (1970).
  82. R. K. Cheo, J. Appl. Phys. 38, 3563 (1967).
  83. W. A. Rosser, Jr., E. T. Gerry, J. Chem. Phys. 51, 2286 (1969).
  84. C. K. Rhodes, M. J. Kelly, A. Javan, ibid. 48, 5730 (1968).
  85. P. W. Huber, A. Kantrowitz, ibid. 15, 275 (1947).
  86. E. G. Gebhardt, D. C. Smith, Appl. Phys. Lett. 20, 129 (1972).
  87. W. Witterman, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 92 (1969).
  88. K. M. Merrill, R. C. Amme, J. Chem. Phys. 51, 844 (1969).
  89. E. H. Carnevale, C. Carey, G. Larson, ibid. 47, 2829 (1967).
  90. A. Eucken, E. Nümen, Zs. Phys. Chem. B36, 163 (1937).
-