*1967 г. Март* *Том 91, вып. 3*

*УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК*

621.375.9

# ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ НА $CO_2$

*Н. Н. Соболев, В. В. Соковиков*

СОДЕРЖАНИЕ

§ 1. Введение . . . . . 425
§ 2. Конструкции трубок и резонаторов Фабри — Перо . . . . . 426
§ 3. Основные экспериментальные результаты . . . . . 428
§ 4. Спектральный состав излучения непрерывно действующего ОКГ . . 431
§ 5. Импульсный ОКГ большой мощности . . . . . 434
§ 6. ОКГ в комбинации с техникой модулированной добротности . . . . 434
§ 7. Основные данные о молекуле $CO_2$. Селективное возбуждение верхнего лазерного уровня $CO_2$ колебательно-возбужденным азотом . . . . . 435
§ 8. Непосредственное электронное возбуждение колебательных уровней. Заселение верхнего лазерного уровня ОКГ на $CO_2$, $CO_2+N_2$, $CO_2+N_2+$ $+$ He, $CO_2$ + He. . . . . 437
§ 9. Колебательная релаксация $CO_2$. Заселенности лазерных уровней . . 441
а) Релаксация нижнего лазерного уровня . . . . . 441
б) Влияние $H_2O$ на скорость релаксации нижнего лазерного уровня . 443
в) Определение разности заселенностей лазерных уровней ОКГ на $CO_2 + N_2 + H_2O$ . . . . . 445
г) Процессы, ограничивающие мощность излучения . . . . . 446
д) Релаксация лазерной системы . . . . . 447
§ 10. Некоторые применения ОКГ на $CO_2$ . . . . . 450
§ 11. Заключение. . . . . 451
Цитированная литература . . . . . 452

## § 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящий обзор посвящен оптическим квантовым генераторам (ОКГ) на $CO_2$ — одному из наиболее перспективных типов газовых ОКГ.

Первый газовый ОКГ был реализован Джаваном, Беннетом и Хэрриотом в 1961 г. [1]. Это был непрерывно действующий ОКГ на смеси Ne — He. Конструкция и принцип действия первых ОКГ описаны в популярных статьях Шавлова [2]. К моменту написания Беннетом первого обзора по газовым ОКГ (декабрь 1962 года)[3], генерация в непрерывном режиме была получена на сорока различных переходах в области от 0,63 до 12 *мк*, причем использовались уже десять различных газовых систем и четыре механизма возбуждения. Период с 1963 по 1965 г. характеризовался новыми существенными достижениями. Были открыты ионные и молекулярные ОКГ. Область спектра, в которой получена генерация, была расширена как в сторону более коротких длин волн (0,27 *мк*), так и в сторону длинных волн (120 *мк*). Итог исследований по газовым ОКГ за этот период содержится во втором обзоре Беннета [4].

Генерация на ряде линий двух колебательно-вращательных полос молекулы $CO_2$ в области 10 *мк* была открыта в 1964 г. [5]. Мощность генерации составляла 1 *мвт*. Почти одновременно аналогичные результаты были получены в работах [6]. В 1965 г. на конференции по квантовой электронике в Пуэрто-Рико Пател сообщил о достижении мощности порядка

10 *вт*, причем вся мощность была сосредоточена в двух колебательно вращательных линиях. Увеличение мощности на три порядка было достигнуто за счет добавления к $CO_2$ азота, проведения эксперимента при протоке рабочей смеси [7,8] и замены высокочастотного питания газового разряда на питание постоянным током. После этой конференции большое число исследователей сосредоточило свои усилия на изучении именно этого типа оптического квантового генератора (ОКГ) ввиду его большой мощности и большого к. п. д. В самом деле, если наиболее распространенный тип непрерывно действующего газового ОКГ, неон-гелиевый, может быть охарактеризован значениями к. п. д. порядка $10^{-5}$ — $10^{-4}$ и мощности 10—20 *мвт*, аргоновые ионные ОКГ — значениями $10^{-3}$—$10^{-2}$ и 2—5 *вт*, соответственно, то к. п. д. ОКГ на $CO_2$ достигают значений $10^{-1}$ при мощности порядка сотен ватт.

Такие значительные успехи в развитии ОКГ на $CO_2$ достигнуты при: а) добавлении значительных количеств He к смеси $CO_2$ — $N_2$ [9,10] или к чистому $CO_2$ [9]; б) добавлении паров воды [11] и в) охлаждении газоразрядной трубки [10,12]. Существенную роль сыграли также исследования по выбору оптимальных вариантов конструкций трубок, резонаторов Фабри — Перо, парциальных давлений и скоростей протока смеси.

Настоящий обзор охватывает работы, опубликованные до 1 ноября 1966 г., с учетом результатов исследований, доложенных на IV Международной конференции по квантовой электронике (г. Феникс, Аризона, США) [13-18].

## § 2. КОНСТРУКЦИИ ТРУБОК И РЕЗОНАТОРОВ ФАБРИ — ПЕРО

Мощности генерации порядка 10—20 *вт* были впервые получены Пателом на установке, представленной на рис. 1 [7]. Существенной особенностью установки было возбуждение проточного азота в разряде постоянного тока, который затем смешивался с проточным $CO_2$ в объеме.

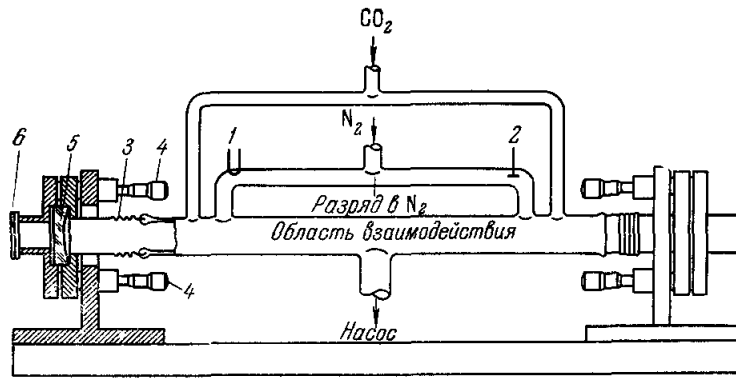


Рис. 1. Установка для получения генерации на $CO_2$ — $N_2$ с раздельным возбуждением $N_2$.

Детали: *1* — катод, *2* — анод, *3* — сильфон, *4* — юстировочные винты внутреннего зеркала, *5* — зеркало, *6* — окно из NaCl.

свободном от электрического поля. Смесь $CO_2$ — $N_2$ непрерывно откачивалась форвакуумным насосом со скоростью 6 *м/сек*. Согласно интерпретации Патела (см. также [6]), в области взаимодействия $N_2$ и $CO_2$ осуществляется резонансная передача энергии молекулам $CO_2$ от колебательно-возбужденных молекул $N_2$, благодаря чему и возникает инверсная заселенность лазерных уровней (см. § 7).

Доклады, представленные на конференции в Фениксе, показали, что в настоящее время исследователи отказались от разделенной системы возбуждения. Применяются только системы, в которых смесь $CO_2$ — $N_2$ поступает непосредственно в газоразрядную трубку. Однако следует

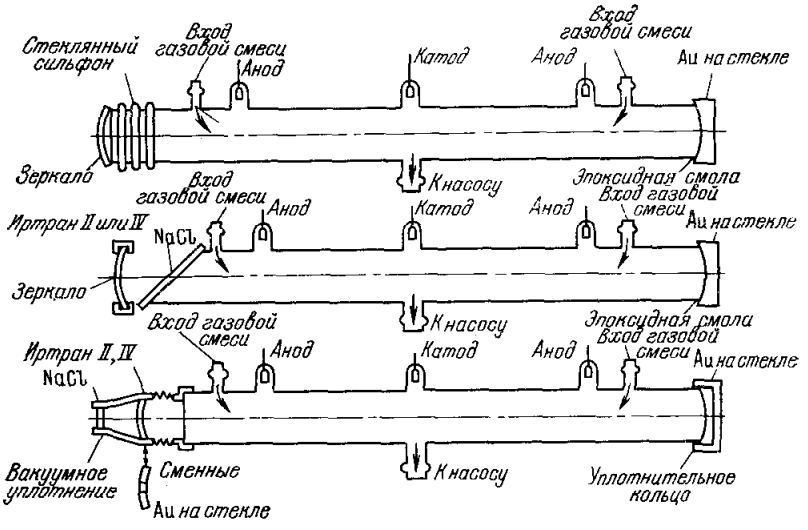


Рис. 2. Газоразрядные трубки, применяемые в ОКГ средней мощности

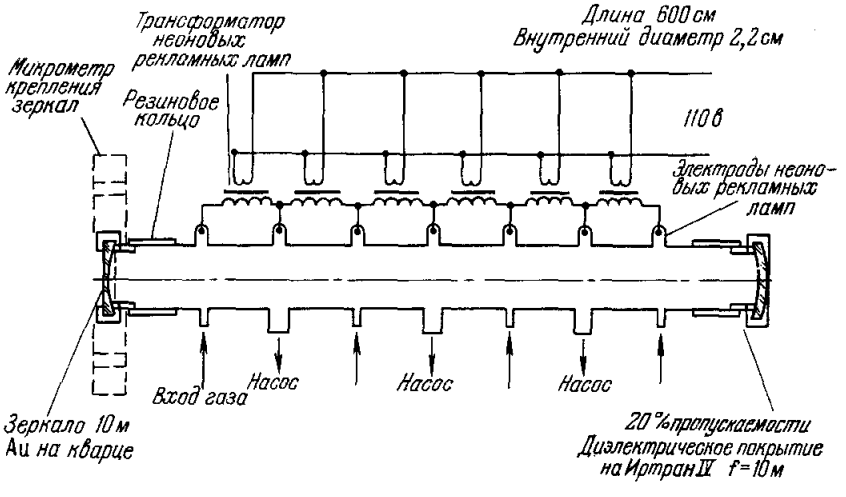


Рис. 3. Газоразрядная трубка, при использовании которой достигается мощность более 100 *вт*.

иметь в виду, что конструкция ОКГ с разделенным возбуждением $N_2$ может оказаться полезной для ряда физических исследований, в частности, при выяснении роли откачки.

Конструкции современных ОКГ на $CO_2$ представлены на рис. 2 и 3 [13]. Длины газоразрядных трубок ОКГ варьируются в пределах от 1 до 6 *м*, диаметры — от 22 до 75 *мм*. Дальнейшему увеличению диаметров трубок препятствует контрагирование столба газового разряда, которое наступает для смеси $N_2$ — $CO_2$ при диаметрах, бо́льших 40 *мм*, а на смесях $N_2$ — $CO_2$ — He при диаметрах, бо́льших 70 *мм*. Питание

разряда осуществляется как постоянным током, так и обычным переменным и высокочастотным. При питании постоянным током в диапазоне от десятков до сотен миллиампер необходимы источники питания с напряжением до 15 *кв*. Применяются как холодные катоды, так и подогревные.

На рис. 2 показаны конструкции трубок, применяемых для получения сравнительно малых мощностей генерации, на рис. 3 — трубка для получения мощностей когерентного излучения, бóльших 100 *вт* [13]. На рис. 2 видно, что применяются как внутренние, так и внешние зеркала. В последнем случае выход излучения осуществляется через окно из NaCl, установленное под углом Брюстера. В качестве окон, прозрачных в области 9—11 *мк*, можно применять не только NaCl, но также и KCl, Ge и Si; последние должны обладать только собственной проводимостью.

Для резонатора Фабри — Перо можно применять зеркала как металлические (Au, Al), так и диэлектрические, напыленные на стекло или кварц. Крепление зеркал осуществляется эпоксидной смолой. Развязка мощности из ОКГ производится в случае непрозрачных для инфракрасного излучения подложек через центральное круглое отверстие в зеркале или через отверстия других конфигураций. Для вывода мощности широко применяются зеркала из Иртран-II и Иртран-IV. Эти материалы представляют собой прессованные поликристаллические ZnS и BaS.

Трубка мощного ОКГ на $CO_2$, представленная на рис. 3, имеет длину 6 *м* и диаметр 22 *мм*. Питание осуществляется переменным током. Трубка секционирована, так что могут работать отдельные метровые отсеки. Одно зеркало золотое на кварцевой подложке ($f = 10$ *м*), второе, выходное, с диэлектрическим покрытием на Иртран-IV, с пропускаемостью 20%.

Существенным достижением последнего времени является получение мощной генерации на полосах $CO_2$ не только в проточных системах, но и в отпаянных, причем, согласно [12], срок службы таких трубок может доходить до 100 и более часов.

## § 3. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичные результаты исследования мощности ОКГ на $CO_2$ при использовании различных смесей приведены в табл. I и на рис. 4 [9, 13]. Длина трубки 96 *см*, диаметр 21 *см*, одно зеркало непрозрачное, золотое; второе, с 12% пропускаемостью, изготовлено из Иртран-II. Фокусное расстояние зеркал — 6 *м*. Результаты изучения проточной системы приведены в табл. I. Из таблицы видно, что смеси $CO_2$ — He и $CO_2$ — $N_2$ дают сопоставимые мощности (5,25 и 4,5 *вт*). Применение трехкомпонентной смеси увеличивает мощность генерации почти в четыре раза (до 18 *вт*). В отпаянной системе при работе с той же самой трубкой на чистом $CO_2$ и $CO_2$ — $N_2$ (см. рис. 2) оптимальные мощности генерации сравнимы ($\sim$2 *вт*). С ростом тока в смеси $CO_2$ — $N_2$ мощность генерации спадает быстрее, чем в чистом $CO_2$. Добавление He к смеси $CO_2$ — $N_2$ в отпаянной системе приводит к увеличению мощности до 19 *вт*, т. е. почти на порядок. Аналогичные результаты для ОКГ, работающего на чистом $CO_2$, были получены при работе с отпаянной трубкой длиной 1 *м*, диаметром 10,5 *мм* при напряжении 7—10 *кв* и токах 5—10 *ма* [12]. Как видно из рис. 5, при оптимальном давлении 5,4 *тор* была получена мощность до 1,2 *вт*.

Влияние добавления азота к $CO_2$ иллюстрирует рис. 6 [12]. Видно, что оптимальное соотношение давлений $CO_2$ и $N_2$ близко к 1 : 2. Еще бóльшие мощности (до 20 *вт*) были получены Фрапардом на чистом $CO_2$

при работе с отпаянными трубками, в которых были ранее достигнуты мощности 50 *вт* на смеси $CO_2$ — $N_2$ [15].

Охлаждение отпаянной газоразрядной трубки до —60° С привело к повышению к. п. д. и мощности генерации вдвое как в ОКГ на чистом $CO_2$, так и на смеси $CO_2$ — $N_2$ (рис. 7) [12].

Виттеман [11,1] изучил влияние паров воды на мощность генерации смеси

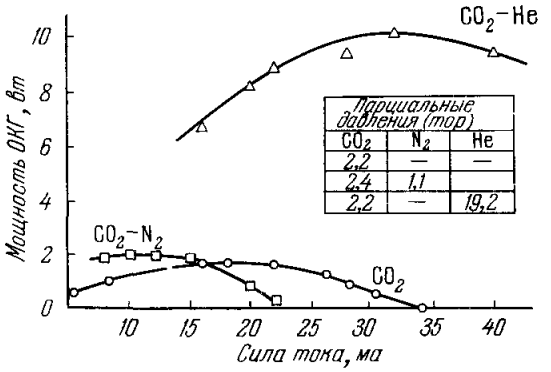


Рис. 4. Зависимость мощности от тока в ОКГ со статической газовой системой при различных составах смеси.

Таблица 1

Мощность и к. п. д. оптического квантового генератора на $CO_2$ при различных парциальных давлениях газов

| Парциальное давление, *тор* | | | Мощность ОКГ, *вт* | К. п. д. |
|---|---|---|---|---|
| $CO_2$ | He | $N_2$ | | |
| 0,6 | — | 3,6 | 4,5 | 2.9 |
| 1,3 | 11,5 | (0,004) *) | 5,25 | 1,5 |
| 2,7 | 7,8 | 3,5 | 18,0 | 4 |
| 1 | — | (0,003) *) | 0,41 | |

*) Неконтролируемая примесь азота.

$CO_2$ — $N_2$. Схема его экспериментальной установки приведена на рис. 8 [11]. Интересным методическим усовершенствованием является применение германиевой пластинки для развязывания мощности генерации.

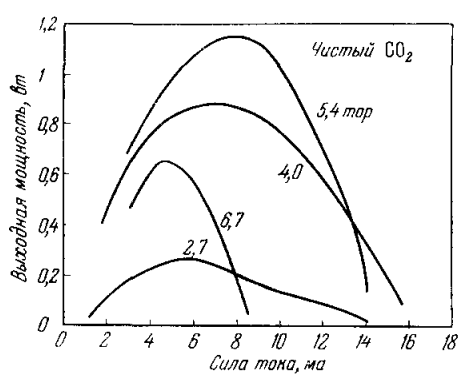


Рис. 5. Зависимость мощности от тока в ОКГ на чистом $CO_2$ в случае статической газовой системы при различных давлениях $CO_2$ (температура кожуха равна 20° С).

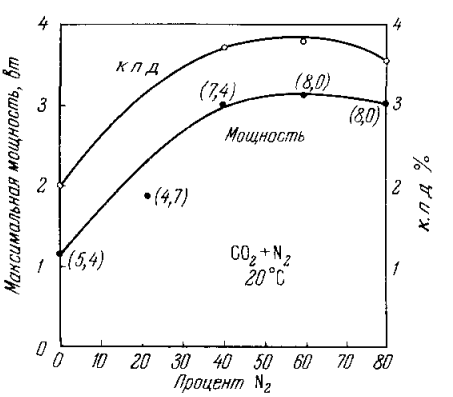


Рис. 6. Зависимость мощности и к. п. д. ОКГ на $CO_2$ — $N_2$ от процентного состава компонент

(числа в скобках дают оптимальное полное давление в торах).

Меняя наклон пластинки, можно отбирать различные мощности от ОКГ. Рис. 9 иллюстрирует влияние концентрации паров воды на выходную мощность ОКГ на смеси $CO_2$ — $N_2$ [11]. При работе с 2-метровой трубкой, наполненной $CO_2$— $N_2$, с добавлением $H_2O$ при парциальном давлении 0,2 *тор*, Виттеман получил мощность генерации 20 *вт* [11]. В последующей работе на 4-компонентной смеси $CO_2$ — $N_2$ — He — $H_2O$ в отпаянном ОКГ он достиг 70 *вт* [16].

Еще более существенное увеличение мощности (в восемь раз) может быть, согласно Розенбергеру [19], получено при добавлении водорода (~0,5 *тор*) в проточный ОКГ на $CO_2 + N_2$ (1 и 4 тора, соответственно) *).

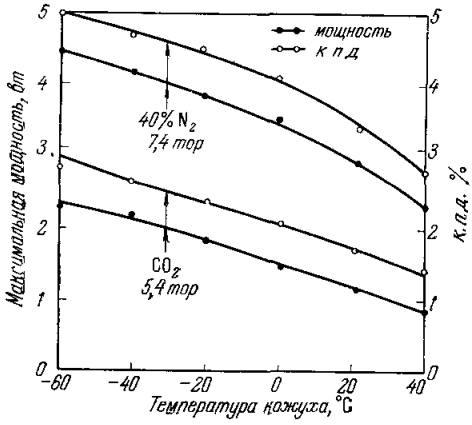


Рис 7 Зависимость мощности и к. п. д. ОКГ от температуры кожуха

Отметим, что хотя в отпаянных ОКГ на $CO_2$ и получены большие мощности, но еще бо́льшие мощности достигаются в ОКГ с проточной системой. Так, Пател и его сотрудники [10] получили на смеси $CO_2$ — $N_2$ — He при скорости потока 6 *м/сек* максимальную мощность 106 *вт* при питании газоразрядной трубки постоянным током, а при питании выпрямленным, но не отфильтрованным током получили пиковое значение выходной мощности генерации 183 *вт*. Фрапард [15] в докладе на IV Международной конференции по квантовой электронике упомянул, что при непрерывной работе ОКГ им достигнута мощность генерации 280 *вт*.

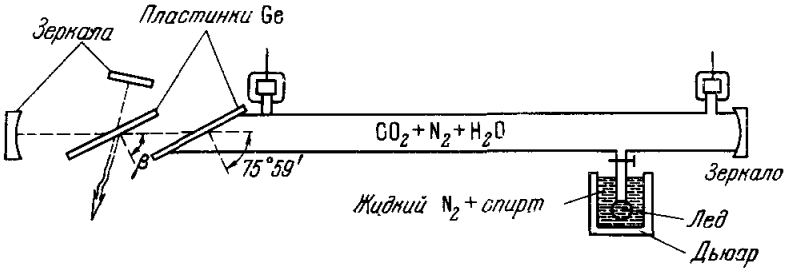


Рис. 8. Установка для изучения влияния примесей $H_2O$ на мощность и к. п д. ОКГ

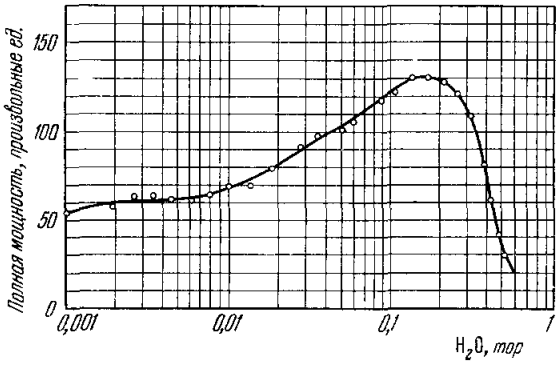


Рис. 9 Влияние водяного пара на мощность ОКГ.

Наибольшая мощность непрерывно действующего ОКГ на $CO_2$, согласно опубликованным данным, получена Статцем и составляет 500 *вт* [20].

*) Необходимо отметить, что сравнение влияния паров воды и водорода в статье Розенбергера проведено некорректно. Содержание паров воды и водорода рассчитывается с помощью констант равновесия, пригодных при равновесных условиях, а не в условиях газового разряда, где состав будет определяться электронными процессами

## § 4. СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕПРЕРЫВНО ДЕЙСТВУЮЩЕГО ОКГ

В первых работах [5,6] генерация наблюдалась на вращательно-колебательных линиях $P$-ветвей полос $00^01-10^00$ и $00^01-02^00$ молекулы $CO_2$, со значениями вращательных квантовых чисел, лежащими в пределах от $J = 11$ до $J = 37$ для полосы $00^01-10^00$ и от $J = 21$ до $J = 33$ для

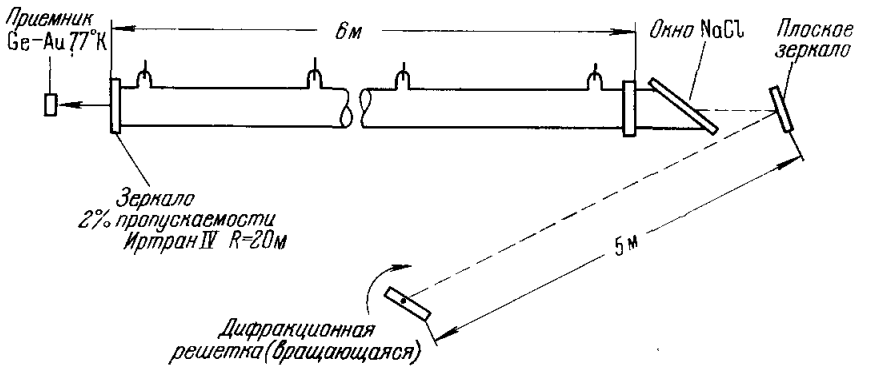


Рис. 10. Лазерная трубка с дифракционной решеткой, использование которой позволило получить генерацию рекордного числа линий.

полосы $00^01-02^00$. Наибольшая мощность генерации получилась при $J = 23$ ($00^01-10^00$) и $J = 27$ ($00^01-02^00$).

При добавлении воздуха к $CO_2$ Хов [21] обнаружил генерацию с мощностью порядка 0,1 *мвт* на вращательных линиях от $J = 14$ до $J = 26$ $R$-ветви полосы $00^01-10^00$ молекулы $CO_2$. Наиболее интенсивной была линия $R$ (20). В дальнейших работах было установлено, что с ростом мощности генерации число одновременно генерирующих линий уменьшается, и при наибольших мощностях генерация наблюдается на 1 — 2 линиях [8, 10]. Это явно указывает, во-первых, на то, что наибольшие коэффициенты усиления имеют место при $J \approx 20-30$ и, во-вторых, что между различными переходами имеет место конкуренция. Для устранения конкуренции между различными переходами Моллер и Ригден [13] поместили в полость резонатора дискриминирующее устройство, в качестве которого они использовали дифракционную решетку. Схема установки Моллера и Ригдена приведена на рис. 10. Разрядная трубка была длиной 6 *м* при диаметре 22 *мм*. Питание осуществлялось переменным током с частотой 60 *гц*. Трубка имела внутреннее зеркало с пропускаемостью 2%, изготовленное из Иртран-IV с диэлектрическим покрытием. На другом конце трубки находилось окно из NaCl, установленное под углом Брюстера. На расстоянии 5 *м* от окна была помещена дифракционная решетка шириной 2 *см* и с 70 штрихами на 1 *мм*. Теоретическая разрешающая сила решетки была равна 1400. При вращении решетки резонатор настраивался на различные длины волн, благодаря чему Моллер и Ригден смогли наблюдать не только генерацию на гораздо большем

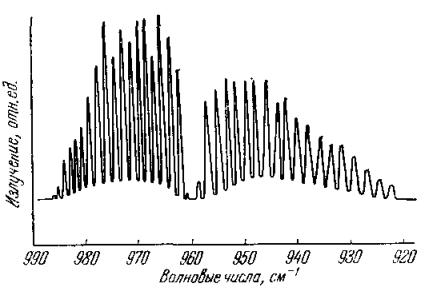


Рис. 11. Спектр генерации ОКГ на $CO_2$, полученный при помощи вращающейся дифракционной решетки.

числе линий $P$-ветвей полос $CO_2$, чем ранее, но и генерацию на линиях $R$-ветвей.

На рис. 11 представлен спектр генерации на полосе $00^01-10^00$ молекулы $CO_2$. Он аналогичен спектру поглощения молекулы $CO_2$ [22]. Большое число линий как $P$-, так и $R$-ветви имеет сравнимые интенсивности.

При зеркале с 2% пропускания выходная мощность была равна 0,27 *вт/м* для наиболее сильных линий. Для очень небольшого числа наиболее интенсивных линий генерация могла быть получена и при зеркале с пропускаемостью 30% при выходной мощности 4 *вт/м*. Для сравнения укажем, что при работе с обычными зеркалами с радиусом 20 *м* полная выходная мощность на этой же трубке равнялась 130 *вт*.

Фрапард [15, 23] выполнил аналогичную работу, однако вместо дифракционной решетки в резонансной полости он применил призму из NaCl.

Результаты его исследований приведены в табл. II, III и IV.

Таблица II

Волновые числа линий полосы $00^01-02^00$ $CO_2$, наблюдаемых при генерации ОКГ

| Символ перехода | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ | Символ перехода | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ | Символ перехода | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ | Символ перехода | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $P_4$ | 957,76 | $P_{32}$ *) | 932,92 | $R_4$ | 964,74 | $R_{30}$ *) | 982,08 |
| $P_6$ *) | 956,16 | $P_{34}$ *) | 930,97 | $R_6$ *) | 966,18 | $R_{32}$ *) | 983,19 |
| $P_8$ *) | 954,52 | $P_{36}$ *) | 928,94 | $R_8$ *) | 967,73 | $R_{34}$ *) | 984,35 |
| $P_{10}$ *) | 952,88 | $P_{38}$ *) | 926,96 | $R_{10}$ *) | 969,09 | $R_{36}$ *) | 985,42 |
| $P_{12}$ *) | 951,16 | $P_{40}$ *) | 924,90 | $R_{12}$ *) | 970,50 | $R_{38}$ *) | 986,49 |
| $P_{14}$ *) | 949,44 | $P_{42}$ *) | 922,85 | $R_{14}$ *) | 971,91 | $R_{40}$ *) | 987,56 |
| $P_{16}$ *) | 947,73 | $P_{44}$ *) | 920,77 | $R_{16}$ *) | 972,24 | $R_{42}$ *) | 988,63 |
| $P_{18}$ *) а) | 945,94 | $P_{46}$ *) | 918,65 | $R_{18}$ *) а) | 974,61 | $R_{44}$ *) | 989,61 |
| $P_{20}$ *) а) | 944,15 | $P_{48}$ *) | 916,51 | $R_{20}$ *) а) | 975,90 | $R_{46}$ *) | 990,54 |
| $P_{22}$ *) а) | 942,37 | $P_{50}$ *) | 914,41 | $R_{22}$ *) а) | 977,18 | $R_{48}$ *) | 991,47 |
| $P_{24}$ *) а) | 940,51 | $P_{52}$ *) | 912,16 | $R_{24}$ *) а) | 978,47 | $R_{50}$ *) | 992,46 |
| $P_{26}$ *) а) | 938,66 | $P_{54}$ | 909,92 | $R_{26}$ *) | 979,67 | $R_{52}$ | 993,34 |
| $P_{28}$ *) | 936,77 | $P_{56}$ *) б) | 907,73 | $R_{28}$ *) | 980,87 | $R_{54}$ | 994,18 |
| $P_{30}$ *) | 934,88 | | | | | | |

а) Наиболее сильный переход в группе.
б) Переход совпадает с переходом $P_{23}$ полосы $00^11-03^00$.
*) Наблюден в чистом $CO_2$.

Как видно из табл. II, он наблюдал генерацию на 27 линиях $P$-ветви (от $P_4$ до $P_{56}$) и 26 линиях (от $R_4$ до $R_{54}$) $R$-ветви перехода $00^01-02^00$.

На переходе $00^01-10^00$ (табл. III) наблюдалась генерация 29 линий $P$-ветви (от $P_4$ до $P_{60}$) и 25 линий $R$-ветви (от $R_4$ до $R_{52}$).

Фрапард также открыл генерацию на линиях $P$-ветви еще одной полосы молекулы $CO_2$, именно, на переходе $01^11-03^10$ (табл. IV); было зарегистрировано 25 линий от $P_{19}$ до $P_{40}$. Однако генерация на $P_{20}$ и $P_{22}$ не была обнаружена.

Недавно, кроме того, Хов и Макфарлан получили генерацию на линиях $P$-ветви перехода $01^10-11^10$ в области 11 *мк* [24], а Хартман и Клеман — на большом числе переходов ($14^00-05^10$, $14^00-13^10$, $21^10-12^20$,

Таблица III

Волновые числа линий полосы $00^11—10^00$ $CO_2$, наблюдаемых при генерации ОКГ

| Символ перехода | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ | Символ перехода | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ | Символ перехода | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ | Символ перехода | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $P_4$ | 1060,61 | $P_{32}$ *) | 1035,46 | $P_{60}$ | 1005,38 | $R_{28}$ *) | 1083,48 |
| $P_6$ *) | 1059,04 | $P_{34}$ *) | 1033,48 | $R_4$ | 1067,50 | $R_{30}$ *) | 1084,63 |
| $P_8$ *) | 1057,30 | $P_{36}$ *) | 1031,56 | $R_6$ *) | 1068,89 | $R_{32}$ *) | 1085,74 |
| $P_{10}$ *) | 1055,58 | $P_{38}$ *) | 1029,44 | $R_8$ *) | 1070,43 | $R_{34}$ *) | 1086,84 |
| $P_{12}$ *) | 1053,91 | $P_{40}$ *) | 1027,38 | $R_{10}$ *) | 1071,87 | $R_{36}$ *) | 1087,90 |
| $P_{14}$ *) | 1052,13 | $P_{42}$ *) | 1025,27 | $R_{12}$ *) | 1073,28 | $R_{38}$ *) | 1088,97 |
| $P_{16}$ *) | 1050,47 | $P_{44}$ *) | 1023,17 | $R_{14}$ *) | 1074,63 | $R_{40}$ *) | 1090,04 |
| $P_{18}$ *) а) | 1048,66 | $P_{46}$ *) | 1021,03 | $R_{16}$ *) | 1076,00 | $R_{42}$ *) | 1090,99 |
| $P_{20}$ *) а) | 1046,85 | $P_{48}$ *) | 1018,85 | $R_{18}$ *) а) | 1077,30 | $R_{44}$ *) | 1092,00 |
| $P_{22}$ *) а) | 1045,04 | $P_{50}$ *) | 1016,67 | $R_{20}$ *) а) | 1078,57 | $R_{46}$ *) | 1093,01 |
| $P_{24}$ *) а) | 1043,19 | $P_{52}$ *) | 1014,46 | $R_{22}$ *) а) | 1079,85 | $R_{48}$ | 1093,85 |
| $P_{26}$ *) | 1041,29 | $P_{54}$ *) | 1012,25 | $R_{24}$ *) а) | 1081,08 | $R_{50}$ | 1094,81 |
| $P_{28}$ *) | 1039,34 | $P_{56}$ *) | 1010,00 | $R_{26}$ *) | 1082,29 | $R_{52}$ | 1095,71 |
| $P_{30}$ *) | 1037,40 | $P_{58}$ | 1007,76 | | | | |

а) Наиболее сильный переход в группе.
*) Наблюден в чистом $CO_2$.

Таблица IV

Волновые числа линий полосы $01^11—03^10$ $CO_2$, наблюдаемых при генерации ОКГ

| Символ перехода | Измеренная длина волны, *мкм* (вакуум) | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ | Рассчитанное волновое число, $см^{-1}$ | Символ перехода | Измеренная длина волны, *мкм* (вакуум) | Измеренное волновое число, $см^{-1}$ | Рассчитанное волновое число, $см^{-1}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $P_{19}$ | 10,9735 | 911,29 | 911,43 | $P_{34}$ *) | 11,1485 | 896,98 | 897,11 |
| $P_{21}$ *) | 10,9950 | 909,50 | 909,65 | $P_{35}$ *) | 11,1555 | 896,42 | 896,57 |
| $P_{23}$ *) б) | 11,0165 | 907,73 | 907,85 | $P_{36}$ *) | 11,1735 | 894,97 | 895,11 |
| $P_{24}$ *) | 11,0300 | 906,62 | 906,71 | $P_{37}$ *) | 11,1790 | 894,53 | 894,61 |
| $P_{25}$ *) | 11,0385 | 905,92 | 906,02 | $P_{38}$ | 11,1980 | 893,02 | 893,09 |
| $P_{26}$ *) | 11,0535 | 904,69 | 904,84 | $P_{39}$ | 11,2035 | 892,58 | 892,64 |
| $P_{27}$ *) | 11,0610 | 904,08 | 904,18 | $P_{40}$ | 11,2235 | 890,99 | 891,05 |
| $P_{28}$ *) | 11,0760 | 902,85 | 902,94 | $P_{41}$ | 11,2295 | 890,51 | 890,64 |
| $P_{29}$ *) | 11,0850 | 902,12 | 902,31 | $P_{42}$ | 11,2295 | 890,51 | 888,98 |
| $P_{30}$ *) а) | 11,1000 | 900,90 | 901,02 | $P_{43}$ | 11,2545 | 888,53 | 888,61 |
| $P_{31}$ *) | 11,1070 | 900,33 | 900,42 | $P_{44}$ | 11,2770 | 886,76 | 886,89 |
| $P_{32}$ *) | 11,1235 | 899,00 | 899,08 | $P_{45}$ | 11,2805 | 886,49 | 886,57 |
| $P_{33}$ *) | 11,1315 | 898,35 | 898,51 | | | | |

а) Наиболее сильный переход.
б) Переход совпадает с переходом $P_{56}$ полосы $00^01—02^00$.
*) Наблюден в чистом $CO_2$

$03^11-02^21$, $24^00-23^10$) в области от 11 до 18 *мк* [25]. Отметим, однако, что мощность генерации на всех этих переходах значительно меньше, чем на переходе $00^01-10^00$.

Таким образом, в результате рассмотренных выше работ установлена возможность получения генерации на переходах молекулы $CO_2$ в области от 9 до 18 *мк*, причем (что не менее существенно) показана возможность изменения волнового числа ОКГ через интервалы 1—2 $см^{-1}$, что весьма важно для ряда как физических, так и практических задач.

## § 5. ИМПУЛЬСНЫЙ ОКГ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

До сих пор речь шла только об ОКГ, работающем в непрерывном режиме. Работа ОКГ на $CO_2$ в импульсном режиме изучалась в [5, 26]. Однако большие мощности генерации на $CO_2$ в импульсном режиме были получены впервые в работе Фрапарда [15, 27]. В этой работе импульсы тока длительностью 10 *мксек* создавались при помощи батарей конденсаторов. Пиковое напряжение могло достигать 10 *кв* при токе 1,1 *а*. Регистрация излучения велась осциллографически при помощи приемника из германия, легированного золотом, охлажденного до 77° К. В отпаянной разрядной трубке исследовались чистый $CO_2$ и смеси $CO_2 + N_2$, $CO_2 + He$. Наблюдалось когерентное излучение при 10,59 *мк*. При работе с $CO_2$ ширина импульса генерации, измеренная на 1/3 высоты, была равна 500 *мксек*, пиковая мощность 220 *вт*, в то время как мощность на смеси $CO_2 + N_2$ была равна 450 *вт*. Как в первом, так и во втором случае генерация происходит не только во время разряда, но и в распадающейся плазме. Наибольшая пиковая мощность излучения была достигнута на смеси $CO_2$ — He; она оказалась равной 825 *вт*. В отличие от первых двух случаев, не было обнаружено никакого запаздывания между током и вынужденным излучением, что, по мнению Фрапарда, указывает на электронное возбуждение верхнего уровня ОКГ на $CO_2$.

## § 6. ОКГ В КОМБИНАЦИИ С ТЕХНИКОЙ МОДУЛИРОВАННОЙ ДОБРОТНОСТИ [17,28]

Для получения повторяющихся коротких импульсов генерации ОКГ на $CO_2$ с большой выходной мощностью Джаван и его сотрудники применили технику модулированной добротности. Схема установки приведена на рис. 12 [13]. Применялась разрядная трубка с диаметром 2,54 *см* и длиной 1,50 *м*, с окнами из NaCl, установленными под углом Брюстера. Резонатор состоял из зеркала с радиусом кривизны 3 *м* с отверстием для вывода излучения и плоского зеркала на оси мотора. Полная длина интерферометра была 2,1 *м*. Непрерывная мощность ОКГ не превышала нескольких ватт. Опыты проводились на смесях $CO_2 + N_2$ и $CO_2 + N_2 + He$. Давление He варьировалось от 1 до 50 *тор*, давление $CO_2$ было меньше 1 *тора*, а давление $N_2$ — около 3 *торов*. Максимальная частота повторения импульсов модулированной добротности ограничивалась скоростью вращения зеркала, которая не могла быть больше 500 *об/сек*.

При наилучших условиях работы было найдено, что энергия в каждом импульсе была равна 1,1 *мдж*. Последующие исследования показали, что частота повторения импульсов модулированной добротности, определяемая временем релаксации ($\sim$0,3 *мсек*) совокупности уровней, участвующих в генерации, может быть увеличена почти на порядок без потери интенсивности в импульсах модулированной добротности. При помощи приемника из германия, легированного золотом, была оценена верхняя

граница ширины импульса, равная 100 *нсек*. Последующие же исследования (см. ниже) показали, что длительность импульса равна 20 *нсек*. Следовательно, пиковая мощность ОКГ на $CO_2$ была равна 50 *квт*.

В работе Бриджеса [29] осуществлена модуляция добротности резонатора ОКГ на $CO_2$ с большой частотой повторения. Газоразрядная трубка имела длину 50 *см*, диаметр 1 *см* и была наполнена смесью $CO_2$ (4 *тора*) и $N_2$ (4 *тора*). Работа велась без прокачки газа при силе электрического тока 5 *ма* и питании 8 *кв*. Применялись золотое зеркало с радиусом кривизны 2 *м* и плоское зеркало с диэлектрическим покрытием и пропускаемостью 8%. Расстояние между зеркалами составляло 8 *м*. В режиме

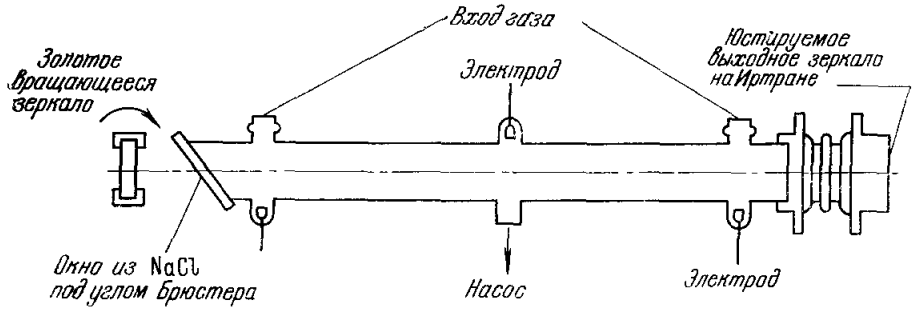


Рис 12. Схема установки для проведения опытов по модуляции добротности ОКГ на $CO_2$.

непрерывной генерации была получена выходная мощность 1 *вт* при 10,6 *мк*. Перестройка резонатора с помощью продольного перемещения зеркала позволяла получить генерацию на вращательных линиях от $P(16)$ до $P(28)$.

При перемещениях зеркала на расстояния порядка полдлины волны со скоростью 16 *м/сек* наблюдалась генерация только на вращательной линии $P(20)$. При больших скоростях ($>30$ *м/сек*) пиковая мощность генерации падала. При скоростях, меньших 16 *м/сек*, во время перемещения последовательно появлялась генерация и на других линиях, наблюдавшихся при непрерывном режиме. При оптимальных условиях генерации ($v$ — 16 *м/сек*) длительность импульса генерации была порядка одной микросекунды при пиковой мощности 30 *вт*. Средняя по времени мощность генерации была равна мощности непрерывного режима, т. е. 1 *вт*. Время порядка $3\cdot10^{-5}$ *сек* между двумя импульсами в оптимальном режиме Бриджес связывает со временем релаксации нижнего уровня; однако эта интерпретация не однозначна.

## § 7. ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ О МОЛЕКУЛЕ $CO_2$. СЕЛЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЕРХНЕГО ЛАЗЕРНОГО УРОВНЯ $CO_2$ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННЫМ АЗОТОМ

Выше были описаны основные конструктивные особенности ОКГ на $CO_2$ и экспериментальные факты, полученные при их разработке и исследовании. В последующих разделах мы рассмотрим современное состояние вопроса о механизме генерации ОКГ на $CO_2$ и смесях его с различными газами. Однако, прежде чем переходить к рассмотрению этого вопроса, мы вкратце напомним основные данные о молекуле $CO_2$, которые нам будут необходимы в дальнейшем. $CO_2$ — линейная симметричная молекула. Она имеет три основных типа колебаний: $\nu_1$ — продольное

симметричное, $\nu_2$ — деформационное и $\nu_3$ — продольное асимметричное (рис. 13). Энергетическая схема ее нижних колебательных уровней приведена на рис. 14 [5, 7, 30]. Симметричному колебанию $\nu_1$ соответствует переход между уровнями $10^00$—$00^00$. Этот переход запрещен в инфракрасной области спектра и может наблюдаться только в спектре комбинационного рассеяния. Деформационному колебанию $\nu_2$ соответствует сильный переход $01^10$—$00^00$. Он проявляется в инфракрасной области спектра при 15,6 *мкм*. Подчеркнем, что между состоянием $10^00$ и $02^00$ (второе квантовое состояние деформационного колебания) имеет место ферми-резонанс [31, 32], благодаря чему расстояние между уровнями $01^10$ и $02^00$ равно не $\nu_2$ — 667 *см*$^{-1}$, а всего 618 *см*$^{-1}$. Переход $00^01$—$00^00$ (4,3 *мк*), соответствующий антисимметричному колебанию $\nu_3$ — самый сильный в инфракрасной области спектра. В табл. V приведены данные об интегральных показателях поглощения $\int_0^\infty k_\nu d\nu$ при 300°К полос $CO_2$, имеющих отношение к работе ОКГ на $CO_2$ [33-35]. Результаты, приведенные в этой таблице, получены при работе с инфракрасными приборами средней дисперсии и уширении давлением вращательных линий с целью устранения аппаратурных ошибок.

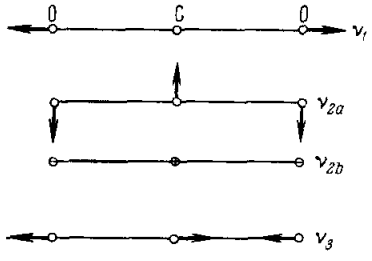


Рис. 13. Нормальные типы колебаний молекулы $CO_2$.

При типичных условиях, которые имеют место при работе ОКГ на $CO_2$, излучение при переходах $01^10$—$00^00$ и $00^01$—$00^00$, оканчивающихся

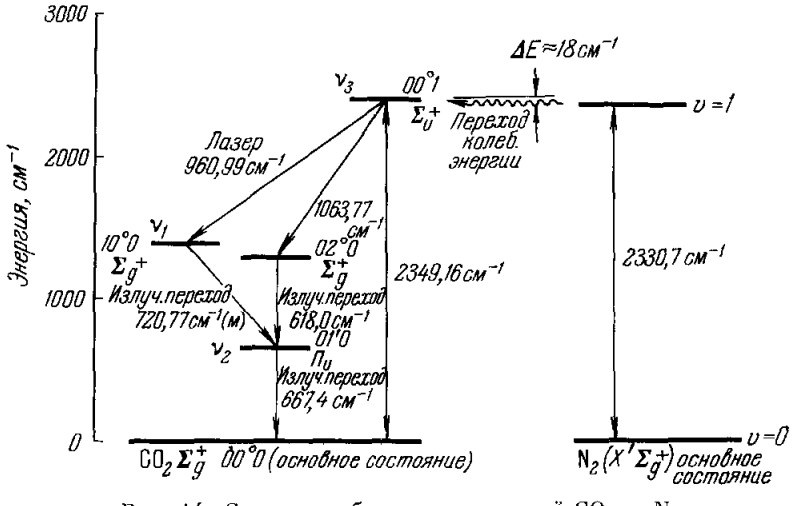


Рис. 14. Схема колебательных уровней $CO_2$ и $N_2$.

на основном колебательном состоянии, будет пленено [18]. Оценки, основанные на данных табл. V, показывают, что радиационное время жизни уровня $00^01$ будет меньше $10^{-2}$ *сек*, а уровня $01^10$ — меньше 1 *сек*. Для остальных уровней, участвующих в работе ОКГ на $CO_2$, типичными будут времена жизни порядка секунд. Например, согласно последним измерениям, постоянная времени перехода $00^01$—$10^00$ равна 2,8 *сек* [36].

Как уже указывалось выше, объяснение работы ОКГ на $CO_2$ — $N_2$, его большой мощности и к. п. д. было изложено в работе Патела [7]. Известно, что электрический разряд в азоте приводит к очень эффективному

образованию колебательно-возбужденных молекул $N_2$ (10—30% от общего числа молекул $N_2$)[37, 38]. Так как молекула $N_2$ имеет одинаковые ядра, то ее дипольное излучение запрещено и разрушение ее возбужденных колебательных уровней возможно только за счет столкновений. Однако сечение столкновений молекул $N_2$ между собой, приводящих к превращению колебательных квантов в поступательную энергию, очень мало́ (меньше $10^{-23}$ *см*$^2$ [39]). Поэтому при обычных лабораторных размерах сосудов и давлениях $N_2$ порядка 1 *тор* колебательная релаксация $N_2$ обусловлена в основном столкновениями со стенками. Ситуация существенно изменяется при добавлении к $N_2$ молекул $CO_2$. Вследствие почти полного совпадения энергий первого колебательного уровня $N_2$ и уровня $00^01$ $CO_2$ (см. рис. 14) ($\Delta E$ 18*см*$^{-1}$), молекулы $CO_2$ могут отбирать энергию у $N_2$, что должно привести к селективной заселенности уровня $00^01$ $CO_2$. Ввиду того, что радиационная сила лазерных переходов $00^01-10^00$ и $00^01-02^00$ значительно меньше, чем сила переходов с нижних лазерных уровней ($10^00-01^10$ и $02^00-01^10$) (см. табл. V и рис. 14), возникает инверсия, проявляющаяся в мощной генерации. Такова интерпретация механизма, обеспечивающего инверсную заселенность в ОКГ на $CO_2$ + $N_2$, развитая Пателом.

Таблица V

Интегральные интенсивности для колебательно-вращательных полос $CO_2$ (температура 300° К)

| Переход | Нулевая линия полосы, $см^{-1}$ | $\int k_a d\nu$ $см^{-2} атм^{-1}$ |
|---|---|---|
| $00^00-00^01$ | 2349 | 2706 [33], 2500 [34] |
| $02^00-00^01$ | 1064 | 0,0532 [33], 0,045 [34] |
| $10^00-00^01$ | 961 | 0,0219 [33], 0,023 [34], 0,0283 [35] |
| $01^10-10^00$ | 721 | 7,5 [33] |
| $00^00-01^10$ | 667 | 330 [33] |

Эта интерпретация находится в хорошем согласии с работой Моргана и Шиффа [39], так как согласно их данным эффективность тушения колебательно-возбужденного азота молекулами $CO_2$ на три порядка больше, чем при столкновениях с молекулами $N_2$.

## § 8. НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ ЭЛЕКТРОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ. ЗАСЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕГО ЛАЗЕРНОГО УРОВНЯ ОКГ НА $CO_2$, $CO_2 + N_2$, $CO_2 + N_2 + He$, $CO_2 + He$

Гипотеза Пателя о селективном возбуждении верхнего лазерного уровня ОКГ на $CO_2$ за счет резонансной передачи колебательной энергии от молекул $N_2$ достаточно обоснована и в настоящее время принята всеми исследователями. Однако его объяснение [8] большой заселенности колебательных уровней основного электронного состояния $N_2$ за счет электрон-ионной и атом-атомной рекомбинаций, а также за счет каскадов с возбужденных электронных состояний не только не обосновано, но и мало вероятно.

В нашей работе [40] предложена гораздо более обоснованная и правдоподобная гипотеза о непосредственном электронном возбуждении колебательных уровней молекул $N_2$ и CO, которое и является основным процессом, обеспечивающим большой уровень заселенности верхнего лазерного уровня ОКГ на $CO_2$. Приняв эту гипотезу, можно понять не только большой уровень мощности ОКГ на $CO_2$ — $N_2$, но и объяснить другие весьма важные экспериментальные факты, ранее не имевшие надежного истолкования. А именно, можно, во-первых, понять, почему уровень

достигнутых мощностей ОКГ на чистом $CO_2$ сравним с мощностями ОКГ на смеси $CO_2 + N_2$, и, во-вторых, дать объяснение факта значительного повышения мощности при добавлении гелия как к чистому $CO_2$, так и к смеси $CO_2 + N_2$. Наша гипотеза основана на экспериментальных работах Шульца [11-43] и Свифта [44].

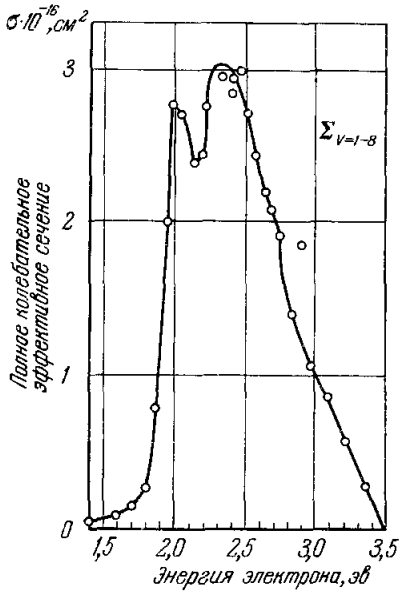


Рис. 15. Зависимость сечения неупругого рассеяния электронов на молекулах $N_2$ от энергии электрона.

Шульц экспериментально исследовал неупругие столкновения электронов с молекулами $N_2$ и CO и установил, что соответствующие эффективные сечения σ имеют резонансный характер, необычайно велики и достигают максимума при энергиях электронов 2,3 *эв* [$\sigma(e, N_2) = 3 \cdot 10^{-16}$ *см*²] и 1,7 *эв* [$\sigma(e, CO) = 8 \cdot 10^{-16}$ *см*²]. Результаты его исследований представлены на рис. 15 и 16. Из рисунков видно, что абсолютные значения суммарных сечений, учитывающих возбуждение колебательных уровней вплоть до восьмого, очень велики при энергиях электрона от 1,7 до 3,5 *эв* в случае $N_2$ и при энергиях электрона от 1,0 до 3,0 *эв* в случае CO.

В работе [45] измерены не только суммарные сечения, но и парциальные сечения возбуждения отдельных колебательных уровней. Оказалось, что сечения возбуждения уровней от первого до четвертого сравнимы между собой, а сечения возбуждения седьмого и восьмого на порядок меньше. Интерпретация больших величин сечений электронного возбуждения

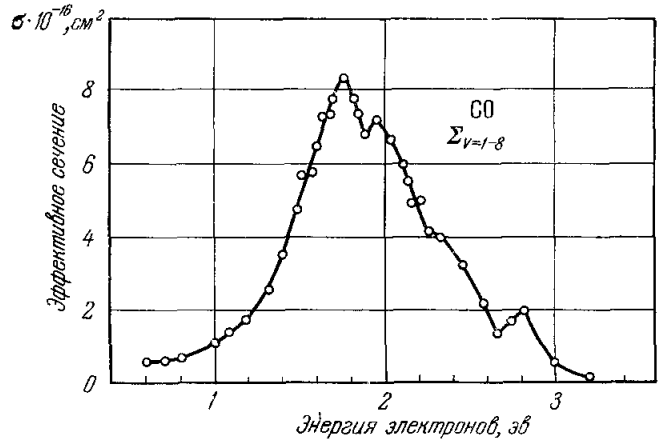


Рис. 16 Зависимость сечения неупругого рассеяния электронов на молекулах CO от энергии электрона.

колебательных уровней и их резонансной зависимости от энергии электронов связана с образованием короткоживущих отрицательных ионов $N_2^-$ и $CO^-$. Теоретические расчеты сечений [45, 46] привели к вполне удовлетворительному согласию с экспериментальными данными Шульца.

На рис. 17 приведены результаты Свифта, полученные при изучении распределения электронов по энергиям в положительном столбе тлеющего разряда в $N_2$ [44]. Видно, что распределение электронов явно не максвелловское с максимумом при энергии 2,0—3,0 *эв*, причем с ростом давления происходит смещение максимума к меньшим энергиям и значительно уменьшается число быстрых электронов. Этот результат находится в согласии с данными Шульца. Уменьшение числа электронов с энергиями, близкими к 1,5 *эв*, вызвано резонансным взаимодействием электронов с $N_2$. Уменьшение числа быстрых электронов с ростом числа молекул $N_2$ (с ростом давления) обусловлено увеличением числа актов передачи энергии от электронов к $N_2$. В согласии с данными Шульца находится и более ранняя работа Хааза [47], согласно которой после прохождения через азот пучка моноэнергетических электронов с любыми энергиями в области от 2 до 5 *эв* остаются только электроны со средней энергией 1,5 *эв*.

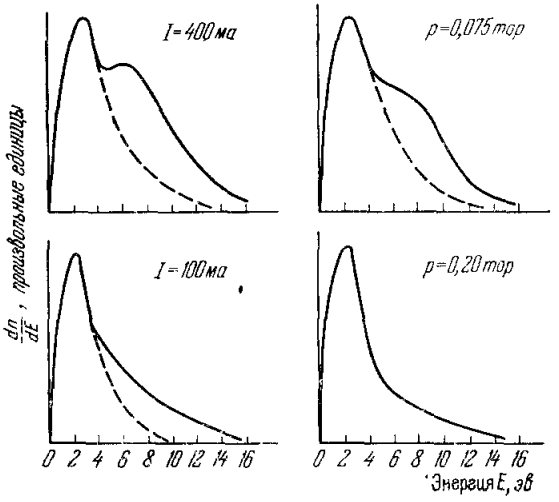


Рис. 17. Функция распределения электронов по энергиям в положительном столбе разряда в $N_2$.

В случае ОКГ на $CO_2 + N_2$, в которых обычно работа ведется при давлениях, больших чем в опытах Свифта, можно с достаточной уверенностью считать, что увеличение давления до 1 тора и добавление $CO_2$ — газа с меньшим потенциалом ионизации — может только привести к уменьшению средней энергии электронов. Кроме того, за счет перехода колебательной энергии к верхнему лазерному уровню $CO_2$ произойдет дополнительное уменьшение числа быстрых электронов. Таким образом, средняя энергия электронов в разряде при условиях, близких к тем, которые имеют место в ОКГ на $CO_2 - N_2$, будет не более 1,5—2 *эв*. А это означает, с учетом большого значения $\sigma$ (*e*, $N_2$), что основной причиной, обеспечивающей значительные концентрации $N_2$ в возбужденных колебательных состояниях, является непосредственно электронное возбуждение. Подчеркнем, что эффективное использование колебательно-возбужденного $N_2$ для заселения верхнего лазерного уровня $CO_2$ возможно не только при значениях колебательного квантового числа $v(N_2) = 1$, но и вплоть до значений $v(N_2) = 4$, так как при этих значениях $v$ ангармоничность молекулы $N_2$ еще не приводит к величинам колебательных квантов, отличающимся от уровня $00^01$ $CO_2$ больше, чем на $kT_0$. Возможность эффективного использования группы колебательных уровней $N_2$ для возбуждения верхнего лазерного уровня $CO_2$ благоприятствует получению больших значений к. п. д. и мощности ОКГ на смеси $CO_2 + N_2$.

Легко убедиться в том, что непосредственное электронное возбуждение группы колебательных уровней $N_2(v = 1 \div 8)$ и последующая резонансная передача энергии колебательным уровням $CO_2$ $(00^0v)$ могут обеспечить такие значения скоростей заселения верхнего лазерного уровня $CO_2$ $(00^01)$, что эти скорости будут вполне достаточными для достижения наблюдаемых больших значений выходных мощностей генерации.

Для оценок примем, что в тлеющем разряде в ОКГ на $CO_2 + N_2$ концентрация электронов $n_e$ равна по крайней мере $10^{10}$ *см*$^{-3}$. (Порядок величины концентрации электронов можно получить с помощью графиков зависимости скорости дрейфа электронов в He, $CO_2$, $N_2$ и CO, приведенных в книге Брауна [48] на рис. 3.6, 3.12 и 3.19.)

Произведя усреднение эффективных сечений столкновений электронов, приводящих к колебательному возбуждению молекул $N_2$ (см. рис. 15), найдем, что при температуре электронов 1 *эв* и давлении азота 1 *тор* скорость возбуждения колебательных уровней азота составляет $1{,}1 \cdot 10^{18}$ *сек*$^{-1}$, а при температуре 2 *эв* — $1{,}3 \cdot 10^{18}$ *сек*$^{-1}$.

Характерным значением мощности генерации ОКГ на $CO_2$ является $10^6$ *эрг·см*$^{-3}$*сек*$^{-1}$ [11], что соответствует $\sim 10^{18}$ квантам в секунду. Поэтому можно считать, что основным процессом, обеспечивающим заселенность верхнего лазерного уровня, является непосредственное колебательное возбуждение электронами молекул $N_2$ с последующей резонансной передачей колебательных квантов молекулам $CO_2$.

Конечно, не исключена возможность накачки на верхний лазерный уровень $00^01$ $CO_2$ и за счет других процессов, в частности, за счет соударений электронов с молекулой $CO_2$. О возможно большой эффективности этого процесса можно подозревать на основании кривой вероятности соударений электронов с $CO_2$, приведенной в книге Брауна [48] на рис. 1.12, и последней работы по рассеянию электронов на $CO_2$ [80]. Однако такого однозначного заключения, как для молекул $N_2$ и CO, мы сделать не можем, так как упругие и неупругие сечения в случае молекулы $CO_2$ не разделены. Так или иначе, любой дополнительный процесс накачки только улучшит условия генерации и повысит выходную мощность ОКГ на $CO_2$.

Выше при проведении всех рассуждений мы предполагали сильную столкновительную связь колебательных уровней. Этот факт, вообще говоря, хорошо известен; в случае молекул $CO_2$ он подтверждается также работой Хоккера и др. [49]. Оказалось, что после быстрого опустошения колебательного уровня $00^01$ молекулы $CO_2$ он снова заселяется за время порядка $10^{-5}$ *сек* за счет имеющих большую заселенность выше лежащих уровней. Совокупность этих уровней и является тем резервуаром, который может поддерживать высокую заселенность верхнего лазерного уровня $00^01$. Подчеркнем, что ввиду малой плотности электронов ($\sim 10^{10}$ *см*$^{-3}$) одна молекула $N_2$ испытывает с электронами всего около 100 столкновений в секунду, а это означает, что процесс установления стационарной заселенности колебательных уровней $N_2$ и $CO_2$ в результате столкновений с электронами довольно медленен, и характерным временем для него является время порядка $10^{-2}$ *сек*. При выяснении механизма генерации в ОКГ на чистом $CO_2$ необходимо иметь в виду, что вследствие малой энергии диссоциации $CO_2$ (2,8 *эв*) при электрическом разряде образуется значительное количество молекул CO [50]. Учитывая большое сечение возбуждения колебательных уровней CO электронным ударом, а также то, что разность энергий колебательного кванта CO и верхнего лазерного уровня $CO_2$ лежит в пределах $kT_0$ ($\Delta E_{CO_2CO} = 170$ *см*$^{-1}$), можно предположить, что ту роль, которую $N_2$ играет в смеси $CO_2 - N_2$, в смеси $CO_2 - CO$, образующейся в газовом разряде в чистом $CO_2$, играет CO. Меньшая эффективность генерации на чистом $CO_2$ (фактически на смеси $CO_2 - CO$) также понятна, так как $\Delta E_{CO_2CO} > \Delta E_{CO_2N_2}$, и, кроме того, молекула CO, в отличие от $N_2$, имеет не равный нулю дипольный момент, приводящий к уменьшению заселенности колебательных уровней CO. Последний факт может быть несущественным, если имеет место пленение излучения.

Естественное объяснение получает также повышение мощности генерации при добавлении He к смеси $CO_2 - N_2$ и к чистому $CO_2$. В самом деле, He — газ с наибольшим потенциалом ионизации и наибольшей электронной температурой в газовом разряде. Так, в соответствии с диффузионной теорией Шоттки (см., например, [51]), при давлении He $p_{He} = 10$ *тор* в трубке диаметром 2,5 *см* электронная температура равна 22 000° К, а при $p_{He} = 5$ *тор* — 35 000° К, что находится в хорошем согласии с недавно проведенными измерениями Ю. Б. Голубовского и Ю. М. Кагана (частное сообщение). Поэтому можно предположить, что добавление He к $CO_2$ или к смеси $CO_2 - N_2$ приведет к «выравниванию» функции распределения, т. е. к компенсации выбывающих из разряда электронов вследствие резонансного взаимодействия с $N_2$ и CO. Отметим также, что добавление He к $CO_2$ и к смеси $CO_2 - N_2$ не только приводит к увеличению заселения верхнего лазерного уровня, но и к уменьшению заселения нижнего лазерного уровня (см. § 9). Этот факт подтверждается экспериментально обнаруженным уменьшением интенсивности спонтанного излучения с нижнего лазерного уровня при добавлении He к смеси $CO_2 - N_2$ [14].

Таким образом, основанная на экспериментальных фактах гипотеза о непосредственном электронном возбуждении колебательных уровней CO и $N_2$ позволяет с единой точки зрения объяснить большую совокупность результатов в работе ОКГ на $CO_2$ и, прежде всего, большой к. п. д. и большие мощности. Гипотеза же о каскадном заселении колебательных уровней при разумных предположениях о величинах сечений процессов, приводящих к каскадному заселению, и о распределении электронов в газовом разряде, а в особенности при учете потерь, сопровождающих эти процессы, не может привести к наблюдаемым к. п. д., и мощностям ОКГ на $CO_2$. Поэтому гипотеза непосредственного электронного возбуждения и является более достоверной. Конечно, последнее слово должен сказать эксперимент, поэтому прежде всего необходимо изучение распределения электронов по скоростям в плазме электрического разряда в различных газовых смесях, применяемых в ОКГ на $CO_2$.

## § 9. КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ $CO_2$. ЗАСЕЛЕННОСТИ ЛАЗЕРНЫХ УРОВНЕЙ

### а) Релаксация нижнего лазерного уровня

До сих пор речь шла только о механизме заселения верхнего лазерного уровня ОКГ на $CO_2$.

В настоящем параграфе дискутируется вопрос о механизме образования инверсной заселенности за счет эффективного разрушения нижнего уровня вследствие столкновений с тяжелыми частицами. Как было показано впервые В. А. Фабрикантом [52-53], селективное разрушение нижнего уровня само по себе может привести к инверсной заселенности. Важность этого процесса в случае ОКГ на $CO_2$ несомненна.

Для определенности будем в дальнейшем обсуждать работу ОКГ на $CO_2 + N_2$, который использовался Виттеманом [11]. В его опытах применялась смесь, состоящая из $CO_2$ при давлении 1 *тор* ($3{,}6 \cdot 10^{16}$ *молекул/см*$^3$) и $N_2$ при давлении 2,5 *тор*. Была достигнута удельная выходная мощность $1{,}3 \cdot 10^6$ *эрг/см*$^3$*сек*, которой соответствовало $7 \cdot 10^{18}$ квантов генерируемого излучения. Возможно, что удельная мощность несколько завышена Виттеманом, так как он считал только $^1/_8$ часть объема газоразрядной трубки участвующей в генерации излучения.

Прежде всего отметим, что даже одни радиационные переходы могут привести к возникновению инверсии, так как радиационная постоянная времени лазерного перехода (2,8 *сек*) больше радиационного времени жизни нижнего лазерного уровня (0,5 *сек*). В то же время сильное излучение при 4,27 *мк* пленено. Таким образом, нижний лазерный уровень будет опустошаться быстрее, чем верхний. Однако скорость радиационного разрушения не может быть согласована с большой удельной мощностью, указанной выше. В самом деле, заселенность нижнего лазерного уровня $10^00$ должна быть не выше $10^{14}$ — $10^{15}$ $см^{-3}$. Тогда, если в непрерывно действующем ОКГ число генерируемых квантов составляет $10^{18}$ $см^{-3} \cdot сек^{-1}$, необходимо, чтобы время релаксации нижнего уровня было не больше $10^{-4}$ — $10^{-3}$ *сек*. Такие малые времена могут быть обеспечены только за счет столкновительных процессов, причем вряд ли необходимо принимать во внимание столкновения с электронами, частота столкновений с которыми даже при сечении $\sim 10^{-16}$ $см^2$ не будет более 100 в секунду.

В то же время при давлении 1 *тор* $CO_2$ и при комнатной температуре общее число газокинетических столкновений ($\sigma = 1{,}6 \cdot 10^{-15}$ $см^2$), испытываемых одной молекулой $CO_2$ со всеми другими молекулами $CO_2$, равно $1{,}15 \cdot 10^7$ $сек^{-1}$. Поэтому столкновения молекул друг с другом и должны быть основным процессом, обусловливающим релаксацию нижнего лазерного уровня. Действительно, согласно расчетам Герцфельда[54], по крайней мере одно из $5 \cdot 10^2$ столкновений возбужденной молекулы $CO_2$ $10^00$ с другими переводит ее в состояние $01^10$, т. е. время релаксации этого уровня составляет $4{,}3 \cdot 10^{-5}$ *сек*, что находится в согласии с требованием, следующим из больших значений наблюдаемых удельных мощностей генерации.

Однако ясно, что если нижний деформационный уровень $01^10$ не будет достаточно эффективно опустошаться, то это приведет не только к увеличению его заселенности, но и к возрастанию числа обратных процессов заселения нижнего лазерного уровня. Поэтому для возникновения инверсной заселенности необходимо, чтобы время релаксации уровня $01^10$ было по крайней мере не больше времени релаксации нижнего лазерного уровня. Времена релаксации первого уровня деформационного колебания молекулы $CO_2$ хорошо изучены как в чистом $CO_2$, так и в смесях с различными газами[54–69].

Таблица VI

Времена релаксации $\tau$ уровня $01^10$ $CO_2$ при наличии примеси[57–61] (давление 1 *тор*, температура 300° К)

| Примесь | Число эффективных столкновений $Z_{10}$ | $\tau$, *сек* | Примесь | Число эффективных столкновений $Z_{10}$ | $\tau$, *сек* |
|---|---|---|---|---|---|
| $CO_2$ | 51 330 | $4{,}4 \cdot 10^{-3}$ | $H_2O$ | 60 | $5{,}2 \cdot 10^{-6}$ |
| $N_2$ | 1 200 | $1{,}04 \cdot 10^{-4}$ | $H_2$ | 300 | $2{,}6 \cdot 10^{-5}$ |
| CO | 230 | $2{,}0 \cdot 10^{-5}$ | He | 2 600 | $2{,}26 \cdot 10^{-4}$ |
| NO | 260 | $2{,}26 \cdot 10^{-5}$ | | | |

В табл. VI эти времена приведены для температуры 300° К и давления 1 *тор*. В случае смеси двух газов ($CO_2$ + M) время релаксации $\tau$ уровня $01^10$ молекулы $CO_2$ при полном давлении $p$ смеси можно определить из соотношения[57, 58]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_{CO_2}}{\tau_{CO_2,\,CO_2}} + \frac{p - p_{CO_2}}{\tau_{CO_2,\,M}},$$

где $\tau_{CO_2,CO_2}$ и $\tau_{CO_2\,M}$ — времена релаксации молекулы $CO_2$ в результате столкновений с молекулами $CO_2$ и M соответственно при давлении 1 *тор*: $p = p_{CO_2} + p_M$ — полное давление смеси. Из таблицы видно, что при давлении 1 *тор* $CO_2$ разрушение уровня $01^10$ будет происходить значительно медленнее, чем разрушение уровня $10^00$, и, следовательно, будет происходить накопление молекул $CO_2$ на уровне $01^10$. Добавление же азота при давлении 2,5 *тор* приведет к времени релаксации уровня $01^10$, равному $\sim 4\cdot 10^{-5}$ *сек*. Следует также иметь в виду, что в ОКГ на $CO_2 + N_2$ всегда присутствует CO и NO, наличие которых, даже в небольшом количестве, также значительно уменьшает время релаксации уровня $01^10$.

Аналогичное положение имеет место и при работе ОКГ на чистом $CO_2$. Образующийся в газовом разряде CO приводит не только к накачке верхнего лазерного уровня, но и к очень эффективному разрушению уровня $01^10$, а следовательно, и нижнего лазерного уровня $10^00$. Наличие CO даже при давлении 0,5 *тор* приведет к времени релаксации $\sim 4\cdot 10^{-6}$ *сек*, что в несколько раз меньше времени релаксации уровня $10^00$ за счет столкновений с молекулами $CO_2$.

Из таблицы видно также, что для уменьшения времени релаксации нижнего уровня необходимы такие же количества примесей $H_2$ и еще меньшие — $H_2O$. Наличие этих ускоряющих релаксацию примесей и приводит к увеличению мощности ОКГ на $CO_2$ в опытах Розенбергера [19] и Виттемана [11].

В приведенном выше качественном рассмотрении не учитывалось влияние примесей к $CO_2$ на скорость непосредственного разрушения нижнего лазерного уровня, т. е. на скорость перехода молекулы $CO_2$ из состояния $10^00$ прямо в основное. Известно, что в чистом $CO_2$ этот процесс очень медленен [54]. Экспериментальные данные об эффективности этого процесса при наличии примесей отсутствуют, за исключением случая столкновений с молекулами $H_2O$, исследованного Виттеманом [11, 16].

### б) Влияние $H_2O$ на скорость релаксации нижнего лазерного уровня

Как уже указывалось выше (см. § 3). Виттеману удалось достигнуть повышения вдвое мощности отпаянного ОКГ на $CO_2 + N_2$ путем добавления паров воды. При рассмотрении работы ОКГ на $CO_2 + N_2$ он, так же как и Пател, считает, что заселенность верхнего лазерного уровня $00^01$ $CO_2$ осуществляется за счет резонансной передачи энергии от колебательно-возбужденного азота. Однако он рассматривает и процесс разрушения нижнего лазерного уровня $10^00$ $CO_2$, принимая в качестве главного процесса термическую релаксацию. Он считает, что заселенность уровня $10^00$ $CO_2$ уменьшается в результате двухступенчатого процесса [63]. Вначале, во время молекулярных столкновений, происходит передача энергии симметричного колебания $\nu_1$ деформационному типу колебаний с основной частотой $\nu_2 = 667$ *см*$^{-1}$. Вероятность этого процесса сравнительно велика, так как квант деформационного колебания $\nu_2$ приблизительно равен половине кванта $\nu_1$. Поэтому при столкновении двух молекул $CO_2$, одна из которых находится в состоянии $10^00$, образуется либо две молекулы в состоянии $01^10$, либо одна в состоянии $02^00$. После этого происходит термическая релаксация деформационного типа колебаний и энергия деформационного колебания превращается в энергию поступательного движения.

Последний процесс относительно медленен и определяет скорость дезактивации уровня $10^00$. Согласно данным о времени релаксации, полученным с помощью метода ударных труб, необходимо около $5\cdot 10^4$ соуда-

рений для перехода молекулы $CO_2$ из состояния $10^00$ в основное [61]. Это означает, что эффективное сечение указанного процесса порядка $10^{-20}$ *см*$^2$. Согласно Виттеману, время релаксации уровня $10^00$ и ограничивает мощность, которая может быть получена от ОКГ на $CO_2$ – $N_2$.

Оказывается, что скорость процесса разрушения уровня $10^00$ может быть значительно повышена за счет добавления небольшого количества паров воды [11]. Наиболее низкая частота колебаний молекулы $H_2O$, соответствующая колебанию угла между двумя связями OH, равна 1596 *см*$^{-1}$. В пределах $kT_0$ энергия этого колебания близка к энергии симметричного колебания $CO_2$. Оказывается, необходимо всего несколько столкновений, чтобы молекула $CO_2$ в состоянии $10^00$ передала свою энергию молекуле $H_2O$. Релаксация же колебательной энергии $H_2O$ происходит очень быстро. Ее колебательная энергия превращается в энергию поступательного движения при столкновениях с другими молекулами воды, благодаря большим силам притяжения, обусловленным диполь-дипольным взаимодействием молекул $H_2O$. Было установлено [70, 71], что для дезактивации колебательно-возбужденной молекулы воды необходимо всего около 10 столкновений с другими молекулами. Увеличением скорости разрушения нижнего лазерного уровня $10^00$ Виттеман и объясняет повышение мощности ОКГ на $CO_2 + N_2$ вдвое. Таково качественное объяснение наблюденного им эффекта. Свои соображения он подкрепил и теоретическими расчетами.

Термализация колебательных уровней $CO_2$ происходит гораздо быстрее, чем переход колебательной энергии к поступательным степеням свободы, потому что первый процесс происходит во время резонансных процессов без обмена энергией с поступательным движением. Это означает, что мы можем описывать распределение молекул по колебательным уровням колебательной температурой $T$. Если пары воды отсутствуют, то скорость релаксации энергии $E$ нижнего лазерного уровня всех молекул $CO_2$ определяется уравнением [65]

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{p_0}{\tau_{11}}\{E(T) - E(T_0)\}, \tag{1}$$

где $\tau_{11}$ — время релаксации $CO_2$, равное $3\cdot10^{-3}$ *сек* при температуре 330° К и при давлении 1 *тор*, $p_0$ — давление $CO_2$ в торах, $E(T)$ и $E(T_0)$ — истинная колебательная энергия молекул $CO_2$, находящихся в единице объема, и, соответственно, ее значение, когда имеет место равновесие с поступательными степенями свободы.

Можно показать [11], что при добавлении паров воды с парциальным давлением $p_1$, время релаксации которой равно $\tau_{22}$, уравнение релаксации энергии нижнего лазерного уровня $CO_2$ будет иметь вид

$$\frac{dE}{dt} = -p_0\left\{\frac{1}{\tau_{11}} + \frac{1}{\tau_{22}}\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^2\right\}\{E(T) - E(T_0)\}. \tag{2}$$

Из (2) следует, что время релаксации энергии нижнего лазерного уровня в смеси $CO_2 + H_2O$ определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{11}} + \frac{1}{\tau_{22}}\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^2. \tag{3}$$

Анализируя результаты изучения зависимости мощности ОКГ на $CO_2 + N_2$ от парциального давления $H_2O$ (см. рис. 9), Виттеман заметил, что мощность начинает возрастать при давлениях $H_2O$, больших 0,01 *тор*. Это означает, что скорости процессов разрушения нижнего лазерного уровня $CO_2$ за счет столкновений с $CO_2$ и $H_2O$ сравнимы. Следовательно, согласно (3), $\tau_{22} = 10^{-4}\,\tau_{11}$ и при давлении 1 *тор* $CO_2$ $\tau_{22}$ $3\cdot10^{-7}$ *сек*.

Этот результат находится в согласии с данными, полученными методом поглощения ультразвука [70] и методом ударных труб [71]. При давлениях $H_2O$, больших 0,01 *тор*, время релаксации $\tau$ может быть найдено при помощи простого соотношения

$$\tau = 10^{-4}\tau_{11}p_1^{-2}. \qquad (4)$$

Таким образом, Виттеман показал, что при добавлении паров $H_2O$ действительно происходит значительное увеличение скорости разрушения нижнего лазерного уровня, что и объясняет наблюдаемое увеличение мощности.

### в) Определение разности заселенностей лазерных уровней ОКГ на $CO_2 + N_2 + H_2O$

Разность заселенностей лазерных уровней ОКГ на $CO_2 + N_2 + H_2O$ была определена Виттеманом в двух режимах: без генерации и при генерации с наибольшей мощностью, равной 20 *вт*. Для определения разности заселенностей лазерных уровней ОКГ угол падения $\beta$ (см. рис. 8) германиевой пластинки, развязывающей мощность, уменьшался до пороговых условий генерации. Для вращательного перехода $P_{22}$ полосы $00^01-10^00$ он был найден равным 25°. Практически все потери в резонансной полости определялись развязывающей пластинкой.

Время, характеризующее уход излучения из резонатора в отсутствие среды, определяется соотношением

$$\frac{dI}{dt} = \frac{I}{\tau_\Phi},$$

где постоянная времени $\tau_\Phi$ равна $L/cR$; $L$ — длина резонатора, $R$ — коэффициент отражения системы зеркал, включая и развязывающую пластинку. При пороговых условиях было найдено $\tau_\Phi = 1{,}4\cdot10^{-8}$. Далее, по данным измерения интегрального показателя поглощения полосы $00^01-10^00$ при минимальном давлении 100 *тор* [34] было рассчитано время жизни, определяемое спонтанным излучательным переходом. Оно оказалось равным 4,8 *сек*. Это значение позволило рассчитать вероятность вращательного перехода $P$-ветви полосы $00^01-10^00$:

$$A(00^01,\ J \to 10^00,\ J+1) = 10^{-1}\ сек^{-1}.$$

Плотность инверсии вращательных уровней при пороговых условиях равна [72]:

$$n_2^J - n_1^{J+1}\frac{g_2}{g_1} = \frac{8\pi\nu^2}{Ac^2 g(\nu_0)\tau_\Phi}. \qquad (5)$$

Принимая, что форма контура определяется эффектом Допплера, в центре линии получено значение $g(\nu_0) = 2{,}5\cdot10^{-8}$ *сек* *). При подстановке найденных значений величин в (5), была определена инверсия вращательных уровней $J = 21{,}00^01$ и $J = 22{,}10^00$:

$$n_2^J - n_1^{J+1} = 2{,}1\cdot10^{13}\ см^{-3}.$$

При расчете было принято, что отношение статистических весов уровней равно 1.

*) Функция $g(\nu)$, описывающая форму линии, нормирована таким образом, что $\int_0^\infty g(\nu)\,d\nu = 1$. Если контур линий допплеровский, то $g(\nu_0) = 2(\pi \ln 2)^{1/2}/\pi\Delta\nu$, где $\Delta\nu$ — ширина линии.

Ввиду того, что релаксация вращательных уровней происходит гораздо быстрее, чем колебательных, можно было принять, что заселенность вращательных уровней определяется законом Больцмана с газовой температурой. Это позволило рассчитать $(N_2 - N_1)$ — инверсную заселенность колебательных уровней $00^01$ и $01^00$ с помощью приближенного соотношения

$$n_2^J - n_1^{J+1} = 2(N_2 - N_1)\frac{hcB}{kT}(2J+1)\exp\left\{-\frac{hcB}{kT}J(J+1)\right\}. \qquad (6)$$

Подставляя в (6) значение $n_2^J - n_1^{J+1}$, получаем $N_2 - N_1 = 6 \cdot 10^{14}$ *см*$^{-3}$.

Аналогичным образом, при коэффициенте отражения $R = 0{,}1$, соответствующем наибольшей мощности (20 *вт*) ОКГ на $CO_2 + N_2 + H_2O$, была найдена вращательная инверсия с помощью формулы [11, 72]

$$(n_2^J - n_1^{J+1})_{\text{генер}} = \frac{8\pi\nu^2 R}{2c^2 g(\nu_0) LA}, \qquad (7)$$

равная $2{,}2 \cdot 10^{12}$ *см*$^{-3}$, и колебательная инверсия $(N_2 - N_1)_{\text{генер}} = 6 \times 10^{13}$ *см*$^{-3}$.

Таким образом, Виттеману впервые удалось определить плотность инверсии, как колебательную, так и вращательную, для ОКГ, работающего на $CO_2$. Как видно, она на несколько порядков больше плотности инверсии всех других газовых ОКГ.

### г) Процессы, ограничивающие мощность излучения

Скорость создания заселенности (в секунду) нижнего лазерного уровня можно рассчитать на основании данных о выходной мощности, зная поперечное сечение пучка, которое в опытах Виттемана было равно 0,35 *см*$^2$. При наибольших мощностях скорость создания излучения $I'$ в единице объема была равна $1{,}3 \cdot 10^6$ *эрг·см*$^{-3}$ *сек*$^{-1}$ без водяных паров и $3 \cdot 10^6$ *эрг·см*$^{-3}$ *сек*$^{-1}$ при добавлении 0,2 *тор* $H_2O$.

Для того чтобы рассчитать скорость релаксации энергии нижнего лазерного уровня, заметим, что скорость увеличения его заселенности равна

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{I'}{h(\nu_3 - \nu_1)}.$$

При стационарных условиях скорость релаксации нижнего уровня должна быть равна этой величине (если пренебречь распадом за счет термической релаксации верхнего уровня). Тогда скорость релаксации энергии $dE/dt$ будет равна $2{,}1 \cdot 10^6$ *эрг·см*$^{-3}$ *сек*$^{-1}$ в отсутствие и $5 \cdot 10^6$ *эрг·см*$^{-3}$ *сек*$^{-1}$ в присутствии паров воды.

Воспользовавшись уравнением (1) и подставив в него значение $\tau_{11}$, $E(T_0) = E(330°\,\text{K}) = 13$ *эрг·см*$^{-3}$, найдем $E(T) = 6000$ *эрг·см*$^{-3}$; этому значению $E(T)$ соответствует колебательная температура $T = 2300°$ K.

Таким образом, колебательная температура нижнего лазерного уровня гораздо выше газовой, поэтому при отсутствии паров воды скорость дезактивации нижнего лазерного уровня ограничивает мощность лазерного излучения.

При добавлении паров воды (0,2 *тор*) эффективное время релаксации, согласно (4), будет равно $7 \cdot 10^{-6}$ *сек*. При этом расчет по формуле

(2) показывает, что $E(T)$ примерно равно $E(T_0)$. Иными словами, колебательная температура $T$ равна температуре газа $T_0$. Это означает, что релаксация нижнего лазерного уровня является достаточно быстрой и что, в согласии с экспериментальными наблюдениями (см. рис. 9), дальнейшая добавка водяного пара уже не должна приводить к ее новому ускорению.

Определив колебательные температуры нижнего лазерного уровня, можно легко рассчитать плотность заселенности этого уровня. При добавлении паров воды она равна $N_1 = 9 \cdot 10^{13}$ *см*$^{-3}$. Воспользовавшись найденными выше инверсиями, мы найдем, что плотность заселенности верхнего лазерного уровня $N_2 = 7 \cdot 10^{14}$ *см*$^{-3}$ в отсутствие генерации и $N_2 = 1{,}5 \cdot 10^{14}$ *см*$^{-3}$ в присутствии генерации.

Таким образом, видно, что в присутствии водяных паров на верхнем лазерном уровне не работающего ОКГ находится 2% всех молекул, а когда ОКГ работает — 0,5%.

Аналогично, в отсутствие паров воды можно было определить, что 25% всех молекул возбуждены на верхний лазерный уровень, если ОКГ находится при пороговых условиях.

Подчеркнем, что при всех рассуждениях Виттеман предполагал, что скорость заселения верхнего лазерного уровня не зависит от добавки воды и от того, при какой мощности ОКГ ведутся измерения. На самом же деле не исключена возможность изменения скорости заселения верхнего лазерного уровня ввиду изменения режима работы электрического разряда.

Несмотря на то, что в некоторых пунктах рассуждения Виттемана могут быть подвергнуты критике, его работа уникальна с точки зрения как результатов, так и интерпретации. Поэтому она заслуживает большого внимания. Постановка дальнейших исследований ОКГ на $CO_2$ должна безусловно основываться на его результатах и интерпретации.

### д) Релаксация лазерной системы

При рассмотрении релаксационных процессов, протекающих в ОКГ на $CO_2$, необходимо, наряду с колебательной, учитывать и вращательную релаксацию *). Известно, что характерное время вращательной релаксации при обычных температурах значительно меньше времени колебательной релаксации. Поэтому распределение по вращательным уровням, по крайней мере при пороговых условиях в ОКГ, можно считать больцмановским.

Анализ коэффициента усиления на определенной колебательно-вращательной линии показывает, что, в отличие от $R$-ветви, переходы на $P$-ветви могут давать оптическое усиление даже тогда, когда инверсная заселенность колебательных уровней отсутствует [5]. Таким образом, условия для возникновения генерации на $P$-ветви более благоприятны, чем на $R$-ветви, что и находит свое выражение в экспериментально более простой возможности наблюдения $P$-ветви.

Следует иметь в виду следующее обстоятельство. Как указывалось выше, в ОКГ большой мощности все излучение, как правило, сосредоточено в небольшом числе линий. Этот факт является следствием того, что значительное число переходов, имея необходимое для генерации усиление, все-таки не может генерировать из-за сильных эффектов конкуренции, возникающих вследствие очень большого времени жизни ($\sim 10^{-3}$ *сек*)

*) Более подробное рассмотрение вращательной релаксации и ее значения для работы ОКГ на $CO_2$ изложено в обзоре В. П. Тычинского, опубликованном в этом же выпуске УФН.

уровня $00^01$ и очень малого времени термализации ($\sim 10^{-6} - 10^{-7}$ *сек*), необходимого для достижения больцмановского равновесия по вращательным уровням [73].

Экспериментальные данные о временах релаксации лазерных систем являются весьма существенными как для понимания механизма генерации, так и для практических целей, позволяя производить оценки целесообразности использования тех или иных газовых смесей. Джаваном и его сотрудниками [17, 28] для определения времен колебательной релаксации газовых смесей, применяемых в ОКГ на $CO_2$, использована техника модулированной добротности. Данные, полученные Джаваном и его сотрудниками, представляют собой время релаксации всей лазерной системы и интересны, в частности, тем, что при их сравнении с временами релаксации отдельных колебательных уровней, известными из других работ [54, 58], можно увидеть, какие из них ограничивают величину инверсной заселенности лазерных уровней.

Импульс модулированной добротности приводит к такому быстрому уменьшению инверсной заселенности лазерных уровней, что в течение времени его действия термализация вращательных уровней не происходит. Это было установлено анализом спектрального распределения по различным вращательным уровням. Оказалось, что различные вращательные переходы, в отличие от непрерывного режима, генерируют независимо, т. е. термализация не успевает наступать.

Однако при высоких давлениях термализация происходит даже во время импульса модулированной добротности, что приводит к ситуации, идентичной случаю непрерывной генерации: к уменьшению числа генерируемых линий.

Сразу же вслед за импульсом модулированной добротности разность заселенностей восстанавливается до стационарного значения, которое имеет место при отсутствии генерации. Время установления этого стационарного значения определяется главным образом временем жизни колебательных уровней. Если частота вращения зеркала будет не очень большой, так что интервалы времени между импульсами модулированной добротности будут больше, чем времена жизни уровней, то энергия в каждом импульсе не будет зависеть от частоты вращения зеркала. Для скоростей же повторения импульсов модулированной добротности, сравнимых или меньших времен жизни лазерных уровней, энергия в каждом импульсе будет уменьшаться. В опытах Джавана и его сотрудников максимальная частота вращения зеркала была равна 500 *об/сек*, т. е. минимальный интервал между импульсами был 2 *мсек*. При этих условиях интенсивность импульсов модулированной добротности не зависела от частоты вращения. Когда же с помощью второго неподвижного зеркала, расположенного под углом около 18° к оси ОКГ, были получены дополнительные импульсы генерации, то оказалось, что если интервал времени между основным и дополнительным импульсами не превосходил 1 *мсек*, то интенсивность генерации в дополнительном импульсе была меньше, чем в основном.

Было установлено, что время релаксации колебательных уровней, включенных в лазерное действие, равно 0,3 *мсек*. Удивительным оказалось то, что время релаксации в некоторых пределах изменения парциальных давлений не зависит от их значений, так что в работе [28] даже не указан состав смеси. По-видимому, указанное значение следует рассматривать как некое типичное время для обычно применяемых смесей. Высказано предположение, что оно определяется неупругими электронными столкновениями. Однако это предположение нам кажется маловероятным.

Синхронизация модуляции добротности с импульсным питанием разрядной трубки (так что включение добротности происходило в любое время в течение импульса и после импульса) позволила установить, что генерация возникала и через значительное время после импульса тока, т. е. инверсная заселенность сохранялась и после окончания импульса тока, в послесвечении разряда, причем это время было значительно больше, чем длительность генерации в послесвечении при стационарной установке зеркал и при питании трубки аналогичными импульсами тока. Это показывает, что при отсутствии генерации свободный распад возбужденных уровней $CO_2$ идет гораздо медленнее, чем распад при непрерывной генерации. Измеряя высоту импульсов модулированной добротности как функцию времени, отсчитываемого от начала импульса тока, удалось изучить время релаксации ОКГ в зависимости от парциальных давлений $CO_2$, $N_2$ и He. Было найдено, что при давлениях порядка 1 *тор* $N_2$ и $\sim 10^{-3}$ *тор* $CO_2$ это время равно нескольким миллисекундам.

Как видно из изложенного, в работе [28] получен ряд весьма важных результатов. Заслуживающим особого внимания оказывается тот факт, что время релаксации лазерной системы в целом, определенное в этой работе, оказывается совпадающим по порядку величины с временем релаксации нижнего лазерного уровня [65]. Таким образом, в согласии с выводами Виттемана (см. выше), скорость дезактивации нижнего лазерного уровня в этом случае ограничивает мощность.

Метод модулированной добротности, правда, в ином варианте, чем в опытах Джавана, был применен для изучения времени релаксации лазерной системы $CO_2 + N_2$, также и Бриджесом [29]. Согласно интерпретации Бриджеса в его эксперименте получено время жизни нижнего лазерного уровня, равное $3 \cdot 10^{-5}$ *сек* (см. выше.) Такой же порядок величины имеет время релаксации уровня $10^00$ для перехода на уровень $02^00$ и $11^10$ в случае давления $CO_2$ 4 *тор* [54]. В опытах Бриджеса было именно такое парциальное давление $CO_2$. Давление находящегося в газоразрядной трубке азота составляло также 4 *тора*. Столкновения с молекулами $N_2$ могут только ускорить релаксацию уровня $10^00$. Время же релаксации уровня $01^10$ $CO_2$ в указанной смеси может быть рассчитано точно. Оказывается, что оно равно также $\sim 10^{-5}$ *сек*. Таким образом, в экспериментах Бриджеса получено некоторое характерное для лазерной системы время релаксации, определяемое временами релаксации уровней $10^00$ и $10^10$. В случае состава смеси, взятого Бриджесом, времена релаксации этих уровней оказались одинаковыми. При других составах смеси, когда время релаксации уровня $01^10$ будет большим, именно оно будет определять время релаксации лазерной системы. Этим, по-видимому, и объясняются различия в экспериментальных данных о временах релаксации лазерных систем (ср. с [17, 28], где получено время $3 \cdot 10^{-4}$ *сек*, что совпадает с выводами Виттемана, как указано несколько выше).

До сих пор мы не касались вопроса о колебательной релаксации верхнего лазерного уровня $00^01$ $CO_2$. Опыты Джавана с сотрудниками [49] при использовании техники модулированной добротности позволили определить эффективное сечение столкновения молекулы $CO_2$, находящейся в состоянии $00^01$, с молекулой $CO_2$ в основном состоянии $00^00$, приводящего к разрушению уровня $00^01$. Оно оказалось равным $(3{,}3 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-19}$ *см*$^2$. При давлении $CO_2$, равном 1 *тор* и температуре 300° К, этому соответствует время релаксации верхнего уровня $2{,}6 \cdot 10^{-3}$ *сек*.

Это значение времени релаксации отличается всего в два раза от значения $5{,}5 \cdot 10^{-3}$ *сек*, которое может быть получено на основании экспериментальных данных Слободской [81] (см., например, [51]). Сравнение же с теоретическими данными Герцфельда [54] результатов Джавана и др.

приводит к менее удовлетворительному согласию. В самом деле, наиболее эффективными процессами, приводящими к разрушению уровня $00^01$, являются переход в состояние $(11^10)$ или в состояние (030) с переходом избытка колебательной энергии в кинетическую, причем сечение столкновений этих процессов соответственно в $1{,}93\cdot10^5$ и $3{,}92\cdot10^5$ раз меньше газокинетического. Учет этих процессов приводит к времени релаксации $1{,}1\cdot10^{-2}$ *сек*, т. е. к значению, в четыре раза большему того, которое получено Джаваном.

В заключение параграфа отметим, что применение изящной и многообещающей методики Джавана для определения времен релаксации лазерных систем на $CO_2$ только начато. В цитированных выше работах уже получены ценные результаты. Однако интерпретации полученных результатов, именно попытки связать их с релаксацией определенных уровней, включенных в действие ОКГ, не вполне однозначны и требуют дополнительных опытов. Кроме того, необходимо подчеркнуть, что для однозначной интерпретации необходимо знать состав смеси, не только исходной, но и той, которая возникает во время газового разряда. Между тем, в большинстве случаев опыты ведутся с недостаточно чистыми газами неизвестного состава. Различные же примеси, как уже упоминалось выше, и вновь образующиеся газы (CO, NO, $H_2O$) могут существенным образом изменить время релаксации. Эти обстоятельства необходимо иметь в виду при постановке дальнейших экспериментов.

## § 10. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ОКГ НА $CO_2$

Первым реализованным применением ОКГ на $CO_2$ явилось исследование с его помощью нелинейных оптических явлений в области 10,6 *мк*, области, в которой ранее исследование нелинейных явлений было невозможно из-за отсутствия подходящего накачивающего источника, а также из-за отсутствия сведений об эффективности и фазовой согласованности оптически нелинейных материалов, прозрачных в этой области [73, 74]. Указанное исследование представляет специальный интерес, поскольку именно в инфракрасной области спектра лежат резонансные колебательные частоты молекул, что говорит о возможности получения очень сильных воздействий на вещество при использовании мощных ОКГ инфракрасного излучения [75].

С помощью ОКГ на $CO_2$, работающего в режимах непрерывном и с модулированной добротностью, Пателом [73, 74] были получены вторые гармоники генерации (ВГГ) на большом числе кристаллов (Te, Se, InAs, GaAs, ZnS, CdTe, CdS, CdSe). Им было установлено, что наиболее подходящим материалом для получения ВГГ является теллур, обладающий наибольшим (по сравнению с любыми другими материалами, о которых сообщалось до сих пор) коэффициентом нелинейности. Монокристалл Te имеет большой показатель преломления. Он также обладает большим положительным двойным лучепреломлением (рис. 18), которое допускает легкое фазовое согласование между 10,5915 *мк* и второй гармоникой волны при 5,2928 *мк*. Фазовое согласование в Te имеет место в очень широкой области длин волн. При непрерывной мощности накачки 0,17 *вт* получена мощность ВГГ 10 *мквт*. На рис. 19 показана зависимость мощности ВГГ от отклонения от угла фазового согласования $\theta_m = 14°30'$.

При повторяющейся модуляции добротности ОКГ на $CO_2$ получена мощность ВГГ несколько ватт в импульсе. Пателом [73] высказано предположение о возможности создания непрерывно работающего перестраиваемого генератора в области от 15 до 25 *мк* при использовании ОКГ на $CO_2$ в качестве накачивающего источника и кристалла Te в качестве нелиней-

ного материала. Порог параметрической генерации в таком генераторе вследствие очень большого нелинейного коэффициента и фазовой согласованности может быть достигнут при очень умеренных мощностях порядка 20—100 *мвт*.

Второй областью применения ОКГ на $CO_2$ будет, конечно, связь. Ввиду того, что длина волны лазера равна 10,6 *мк*, его излучение находится в окне прозрачности атмосферы. Предварительные оценки ослабления излучения ОКГ на $CO_2$ показывают, что оно меньше 3 *дб* при прохождении атмосферы Земли в вертикальном направлении [13]. Однако немедленное использование ОКГ на $CO_2$ для связи затруднено вследствие недостаточного уровня развития техники детектирования и модуляции в области 10,6 *мк*.

Следующей областью применения ОКГ на $CO_2$ будет резка и сварка материалов. Очень перспективным представляется использование ОКГ в медицине. Наконец, возможны и различные

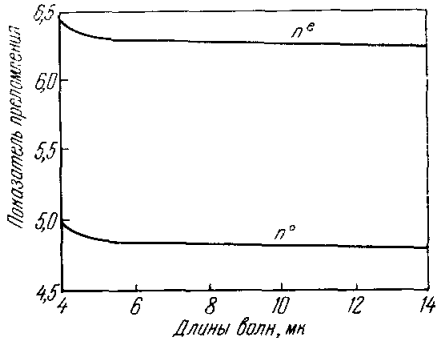


Рис. 18. Зависимость показателя преломления Те от длины волны для обыкновенного и необыкновенного лучей.

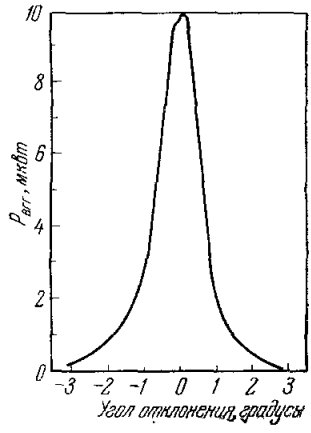


Рис. 19. Зависимость мощности второй гармоники генерации от отклонения от угла $\theta_m$.

военные применения. В частности, при достижении мощностей порядка нескольких киловатт в непрерывном режиме возможно поражение целей с помощью лазерного луча.

## § 11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование физических процессов в ОКГ на $CO_2$, так же как и изучение его возможностей для различных применений, находится в начальной стадии. Среди наименее изученных, хотя и играющих, по-видимому, немаловажную роль в работе ОКГ, являются процессы типа химических реакций, включая сюда диссоциацию и рекомбинацию различных радикалов, возникающих в газовом разряде. Известно, например, что имеется большое число химических реакций, которые могут производить двухатомные молекулы в колебательно-возбужденных состояниях [76]. Ряд сведений, относящихся к этому вопросу, содержится в [77].

Недостаточно изученным остается пока и факт влияния температуры на мощность ОКГ. В то же время имеются предложения по созданию инверсной заселенности в $CO_2$ при быстром охлаждении газа [78] и при адиабатическом расширении газовой смеси $CO_2$ — $N_2$ [79].

Хотя ОКГ на $CO_2$ не нашли еще достаточно широкого применения, уже сейчас можно сказать, что этот тип ОКГ имеет больше потенциальных возможностей для использования, чем любой другой, построенный до сих

пор лазер. Большие мощности и к. п. д., достигаемые в отпаянных непрерывно действующих ОКГ на $CO_2$, вместе с экспериментально обнаруженной тенденцией уменьшения числа генерируемых линий с повышением мощности, говорят о принципиальной возможности осуществления ОКГ небольших размеров, дающего при значительных к. п. д. мощное непрерывное излучение на единственной частоте.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Javan, W. R. Bennett, Jr., D. R. Herriott, Phys. Rev. Letts **6**, 106 (1961).
2. A. L. Schawlow, Sci. Amer. **209**, 34 (1963); Contemp. Phys. **5**, 81 (1963). (Имеется русский перевод: УФН **81**, 745 (1963); **84**, 303 (1964).
3. W. R. Bennett, Jr., в сб. «Optical Masers» (Appl. Opt. Suppl. 1), 1962, стр. 24. (Имеется русский перевод: УФН **81**, 119 (1963).)
4. W. R. Bennett, Jr., в сб. «Chemical Lasers» (Appl. Opt. Suppl. 2), 1965, стр. 3.
5. C. K. N. Patel, W. L. Faust, R. A. McFarlane, Bull. Amer. Phys. Soc. **9**, 500 (1964); C. K. N. Patel, Phys. Rev. Letts **12**, 588 (1964); Phys. Rev. **136A**, 1187 (1964).
6. F. Legay, N. Legay-Sommaire, Compt. Rend. **257**, 2644 (1963); **259**, 99 (1964); N. Legay-Sommaire, L. Henry, F. Legay, Compt. Rend. **260**, 3339 (1965); P. Barchewitz et al., Compt. Rend. **260**, 3581, 5491 (1965).
7. C. K. N. Patel, Phys. Rev. Letts **13**, 617 (1964).
8. C. K. N. Patel, Appl. Phys. Letts **7**, 15 (1965); в сб. «Physics of Quantum Electronics», New York, McGraw-Hill Book Company, 1966, стр. 643.
9. G. Moeller, J. D. Rigden, Appl. Phys. Letts **7**, 274 (1965).
10. C. K. N. Patel et al., Appl. Phys. Letts **7**, 290 (1965).
11. W. J. Witteman, Phys. Letts **18**, 125 (1965); Philips Research Reports **21**, 73 (1966); J. Appl. Phys. **37**, 2919 (1966).
12. T. J. Bridges, C. K. N. Patel, Appl. Phys. Letts **7**, 244 (1965).
13. G. Moeller, J. D. Rigden, IEEE J. Quant. Electron. **QE-2** (N 4), стр. XXIV, докл. 4B-I (1966). (См. также: Appl. Phys. Letts 8, 69 (1966).)
14. T. F. Deutsch, M. J. Weber, IEEE J. Quant. Electron. **QE-2** (N 4), стр. XXIV, докл. 4B-2 (1966).
15. Ch. Frapard, IEEE J. Quant. Electron. **QE-2** (N 4), стр. XXV, докл. 4B-3 (1966).
16. W. J. Witteman, IEEE J. Quant. Electron. **QE-2** (N 4), стр. XXV, докл. 4B-4 (1966).
17. C. Flynn, L. Hocker, N. Kovacs, C. K. Rhodes, IEEE J. Quant. Electron. **QE-2** (N 4), стр. XXV, докл. 4B-5. (См. также: M. Kovacs, G. Flynn, A. Javan, Appl. Phys. Letts 8, 62 (1962).)
18. H. Statz, C. L. Tang, G. F. Koster, IEEE J. Quant. Electron. **QE-2** (N 4), стр. XXVI, докл. 4B-6 (1966).
19. D. Rosenberger, Phys. Letts **21**, 520 (1966).
20. Laser Focus **2**, 12 (1966).
21. J. A. Howe, Appl. Phys. Letts **7**, 21 (1965).
22. E. F. Barker, A. Adel, Phys. Rev. **44**, 185 (1933).
23. Ch. Frapard, Compt. Rend. **262**, 1340 (1966).
24. J. A. Howe, R. A. McFarlane, J. Mol. Spectr. **19**, 224 (1966).
25. B. Hartmann, B. Kleman, Canad. J. Phys. **44**, 1609 (1966).
26. R. A. McFarlane, J. A. Howe, Appl. Phys. Letts **19**, 208 (1965).
27. Ch. Frapard et al., Phys. Letts **20**, 384 (1966).
28. G. Flynn, M. Kovacs, C. K. Rhodes, A. Javan, Appl. Phys. Letts 8, 63 (1966).
29. T. J. Bridges, Appl. Phys. Letts **9**, 174 (1966).
30. Г. Герцберг, Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, М., ИЛ, 1949.
31. G. Amat, M. Pimbert, J. Mol. Spectr. **16**, 278 (1965).
32. I. Wieder, G. B. McCurdy, Phys. Rev. Letts **16** (N 13), 565 (1966).
33. С. С. Пеннер, Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов, М., ИЛ, 1963.

34. D. E. Burch, D. A. Grivnak, D. Williams, Appl. Optics 1, 759 (1962).
35. T. K. McCubbin, Jr., R. Darone, J. Sorrell, Appl. Phys. Letts 8, 118 (1966).
36. E. T. Gerry, D. A. Leonard, Appl. Phys. Letts 8, 227 (1966).
37. F. Kaufman, J. R. Kelso, J. Chem. Phys. 28, 510 (1958).
38. K. Dressler, J. Chem. Phys. 30, 1621 (1959).
39. J. E. Morgan, H. J. Shiff, Canad. J. Chem. 41, 903 (1963).
40. Н. Н. Соболев, В. В. Соковиков, Письма, ЖЭТФ 4, 303 (1966); 5, № 4. (1967).
41. G. J. Schulz, Phys. Rev. 116, 1141 (1959).
42. G. J. Schulz, Phys. Rev. 125, 229 (1962).
43. G. J. Schulz, Phys. Rev. 135, A988 (1964).
44. J. D. Swift, Brit. J. Appl. Phys. 16, 837 (1965).
45. A. Herzenberg, F. Mandl, Proc. Roy. Soc. 270A, 48 (1962).
46. J. C. Chen, J. Chem. Phys. 36, 1407 (1962); 40, 3513 (1964); 41, 3513 (1964).
47. R. Haas, Z. Phys. 148, 177 (1957).
48. С. Браун, Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., Госатомиздат, 1961.
49. L. O. Hocker, M. A. Kovacs, C. K. Rhodes, G. W. Flynn, A. Javan, Phys. Rev. Letts 17, 233 (1966).
50. P. H. Dawson, A. W. Tickner, в сб. «Comptes Rendus de la VIe Conference Internationale sur les Phenomenes d'Ionisation dans les Gas», vol. 2, Paris, C.I.P.I.G.— S.E.R.M.A., 1963, стр. 79.
51. А. Энгель, Ионизованные газы, М., Физматгиз, 1959.
52. В. А. Фабрикант, Труды ВЭИ, т. 41, 1940.
53. В. А. Фабрикант, ЖЭТФ 41, 524 (1961).
54. K. F. Herzfeld, Disc. Faraday Soc. N33, 22 (1962).
55. R. N. Schwartz, Z. I. Slawsky, K. F. Herzfeld, J. Chem. Phys. 20, 1591 (1952).
56. R. N. Schwartz, K. F. Herzfeld, J. Chem. Phys. 22, 767 (1954).
57. K. F. Herzfeld, T. A. Litovitz, Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves, Acad. Press, 1959.
58. В. Н. Кондратьев, Кинетика химических газовых реакций, М., Изд-во АН СССР, 1958.
59. Г. Месси, Е. Бархоп, Электронные и ионные столкновения, М., ИЛ, 1958.
60. T. L. Cottrell, J. C. McCoubrey, Molecular Energy Transfer in Gases, London, Butterworths, 1961.
61. Дж. Ламберт, в сб. «Атомные и молекулярные процессы» под ред. Д. Бейтса, М., Мир, 1964, стр. 679.
62. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов, Релаксационные процессы в ударных волнах, М., «Наука», 1965.
63. W. J. Witteman, J. Chem. Phys. 35, 1 (1961).
64. W. J. Witteman, J. Chem. Phys. 37, 655 (1962).
65. W. J. Witteman, Philips Res. Rep. Suppl. N2, 1, 1963.
66. R. Marriott, Proc. Phys. Soc. 84, 877 (1964).
67. R. Marriott, Proc. Phys. Soc. 86, 1041 (1965).
68. R. Marriott, Proc. Phys. Soc. 88, 83 (1966).
69. J. W. L. Lewis, F. D. Shields, Bull. Amer. Phys. Soc. 11, 532 (1966).
70. K. Fujii, R. B. Lindsay, K. Urushihara, J. Acoust. Soc. Amer. 35, 961 (1963).
71. P. W. Huber, A. Kantrowitz, J. Chem. Phys. 15, 275 (1947).
72. A. Yariv, J. P. Gordon, Proc. IEEE 51, 4 (1963).
73. C. K. N. Patel, IEEE J. Quant. Electron QE-2 (N 4), стр. XVI, докл. 2A-2 (1966).
74. C. K. N. Patel, Phys. Rev. Letts 15, 1027 (1965); 16, 613 (1966).
75. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, УФН 88, 439 (1966).
76. N. Basco, R. G. W. Norrish, Canad. J. Chem. 38, 1769 (1960).
77. Chemical Lasers (Appl. Opt. Suppl. 2), 1965.
78. K. Shimoda, в сб. «Physics of Quantum Electronics», New York, McGraw-Hill Book Company, 1966, стр. 635.
79. В. К. Конюхов, А. М. Прохоров, Письма, ЖЭТФ 3, 436 (1966).
80. M. J. W. Bonnes, J. B. Hasted, Phys. Letts 21, 526 (1966).
81. П. В. Слободская, Изв. АН СССР, сер. физ. 12, 656 (1948).

*Примечание при корректуре.* 1. Недавно появилась работа Статца и др. (H. Statz, C. L. Tang, G. F. Coster, J. Appl. Phys. 37, 4278 (1966)), тезисы которой были опубликованы ранее [18]. В ней измерены и рассчитаны вероятности радиационных

переходов и времена жизни уровней, имеющих отношение к работе ОКГ на $CO_2$. Наряду с данными Герцфельда [54] о временах релаксации результаты работы Статца и др. совершенно необходимы при нахождении решения системы кинетических уравнений для заселенностей колебательных уровней молекулы $CO_2$.

2. Если релаксация нижнего уровня деформационного колебания молекулы $CO_2$ хорошо изучена, то сведения о временах релаксации лазерных уровней немногочисленны и часто противоречивы. В этой связи отметим новую работу Коттрела и др. (T. L. Cottrell, I. M. Macfarlane, A. W. Read, A. H. Young, Trans. Faraday Soc. **62**, 2655 (1966), согласно которой при давлении 1 *тор* время релаксации уровня $00^01$ $CO_2$ равно $5{,}3\cdot10^{-3}$ *сек*, что находится в хорошем согласии с измерениями Джавана и др. [49].

3. В § 10 говорилось о том, что излучение ОКГ на $CO_2$ находится в окне прозрачности атмосферы. Действительно, используя эффективные сечения уширяющих столкновений, полученные в работе [36], и учитывая, что в атмосфере Земли содержится 0.03% $CO_2$, легко убедиться в том, что форма линий будет лоренцовская ($a = \frac{\Delta\lambda_L}{\Delta\lambda_D} \approx 10$) и показатель поглощения в центре линии $\alpha \approx 10^{-6}$ *см*$^{-1}$ при 300° К. Это значение $\alpha$ согласуется с выводами работы [13] (ослабление луча меньше 3 *дб*). Тем не менее не следует исключать других возможных причин поглощения или рассеяния лазерного излучения. Поэтому окончательный ответ на вопрос о величине ослабления лазерного луча в атмосфере Земли может дать только прямой эксперимент.