

УДК 621.375.9

МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ СО₂-ЛАЗЕРА С ПОМОЩЬЮ АКТИВНОЙ ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКИ

Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби

(Новосибирск)

Предлагается метод модуляции добротности СО₂-лазера, в котором используется активная газовая ячейка, заполняемая углекислым газом и возбуждаемая с помощью электрического разряда.

Мощность излучения молекулярных лазеров, работающих на колебательно-вращательных переходах, может быть существенно увеличена при переходе к режиму с импульсной добротностью [1]. Возможность формирования микросекундных импульсов при времени жизни верхнего лазерного уровня 00°1 СО₂ порядка миллисекунды позволяет получить импульсную выходную мощность, в сотни раз превышающую уровень мощности стационарной генерации. Пассивная модуляция добротности СО₂-лазера с помощью ячейки, помещенной внутри резонатора и заполняемой тем или иным газом [2-4], не решает проблемы «ждущего» режима работы лазера с синхронизацией внешним электрическим сигналом. В данной заметке предлагается использовать «активную» ячейку, заполняемую углекислым газом, которая возбуждается с помощью импульсного электрического разряда. Отличительными чертами такой системы являются: а) широкий диапазон реализуемых состояний модулирующей среды — от усиления до поглощения (термическое заселение лазерных уровней) — в отличие от перехода от большого поглощения к малому в обычных модуляторах, б) простота и надежность управления модуляцией добротности.

Схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1. Резонатор лазера образован сферическим зеркалом 1 с радиусом кривизны 10 м и плоским зеркалом 2 с отверстием в центре диаметром 1.5 мм. В полости резонатора расположена разрядная трубка СО₂-лазера 3, ячейка с газом 4 и присовая диафрагма 5. Длина разрядной трубки лазера 125 см, длина ячейки 20 см, длина резонатора 250 см, мощность генерации ~ 2 вт.

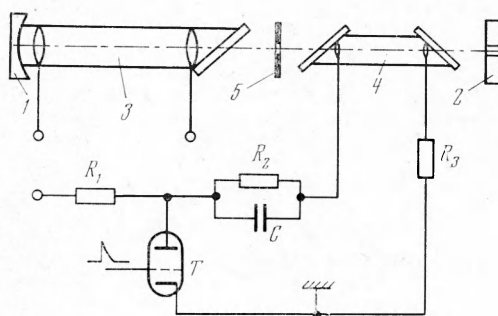
Ячейка управляется с помощью электрической схемы, позволяющей совмещать режим тлеющего разряда с периодической подачей сильноточных импульсов.

Наличие тлеющего разряда приводит к ряду важных следствий: а) наличие предварительной ионизации обеспечивает хорошую воспроизводимость формы и геометрических характеристик импульсных разрядов, равно как и хорошее заполнение ими активной ячейки, б) увеличивается газовая температура, что само по себе способствует росту поглощения; в) происходит преимущественное заселение верхнего лазерного уровня 00°1 в результате электронного возбуждения, что приводит к уменьшению поглощения вплоть до изменения его знака. Для разделения второго и третьего эффектов тлеющий разряд питался выпрямленным, но нефильтрованным напряжением. При зажигании такого разряда в ячейке при работающем СО₂-лазере наблюдалась следующая картина генерации.

В начале очередного полупериода наблюдалось некоторое усиление генерации, которое затем сменялось обратным эффектом — ослаблением, доминировавшим в промежутках между моментами протекания тока. Последнее обстоятельство связано с тем, что после прекращения тока быстро устанавливается равновесная заселенность в соответствии с газовой температурой. Соответствующим подбором эффективного тока тлеющего разряда достигался коэффициент поглощения, достаточный для заштриховки генерации в эти моменты. Общая картина генерации имела периодичность 100 мкс.

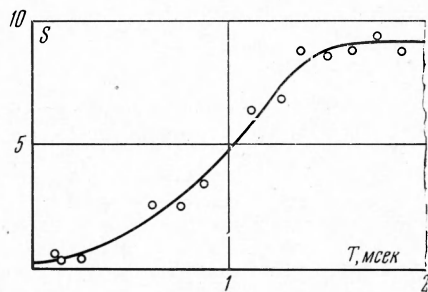
При дальнейшем увеличении тока тлеющего разряда генерация во все моменты времени подавлялась. Однако этот режим не использовался, так как для модуляции добротности наиболее выгодно находиться вблизи порога генерации.

Для просветления резонатора через ячейку пропускаться импульсный разряд от конденсатора С, который управлялся с помощью импульсов на сетку тиратрона Т.



Фиг. 1

При пробое ячейки в момент, когда резонатор заперт, возникали гигантские импульсы генерации. Интенсивность и форма этих импульсов существенно зависели от «задержки» включения. Усиление в ячейке было меньше, чем в разрядной трубке стационарного CO_2 -лазера (при выключенном лазере в моменты импульсных разрядов через ячейку генерация не возникала). Таким образом роль ячейки состояла в компенсации



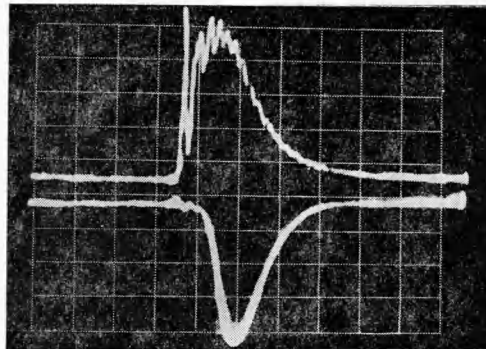
Фиг. 2

потерь как в самой ячейке, так и в других узлах резонатора, причем последнее стало возможным вследствие перехода ячейки в состояние с отрицательным поглощением. Следует отметить, что величина давления углекислого газа, которое изменялось в широком диапазоне 0.5—7 торр, в данном случае не играла существенной роли, поскольку каждый раз подбирался тепловой режим, близкий к порогу запираения лазера и поэтому соответствующий одной и той же заселенности нижнего лазерного уровня. При включении импульсного разряда в начале полупериода тлеющего разряда дополнительное усиление было очень малым, ~ 20—30%. По мере удаления от момента термического запираения генерации величина гигантского импульса быстро возрастала за время порядка 1.5 мксек, а затем переставала изменяться вплоть до следующего полупериода тока тлеющего разряда. Характерное время нарастания величины гигантского импульса того же порядка, что в работе [1], и определяется временем заполнения верхнего лазерного уровня. Зависимость мощности первого импульса генерации S от задержки включения потенциала на ячейке относительно момента термического срыва генерации T показана на фиг. 2.

На фиг. 3 представлены осциллограммы импульсного тока ячейки (сверху) и импульсной генерации (снизу). Амплитуда тока составляет 7.5 μA , амплитуда генерации в 300 раз превышает уровень генерации в стационарном режиме. Рост импульса генерации начинается практически в момент пробоя. Максимум генерации наступает через 1.5 мксек после пробоя, полуширина импульса генерации ~ 1 мксек. Смещение максимума генерации относительно момента пробоя характеризуется высокой воспроизводимостью (разброс < 5%). Дальнейшее увеличение импульсной мощности генерации может быть достигнуто отдельной регулировкой температуры ячейки, тока тлеющего разряда и импульсного тока.

Интересно отметить, что при неполном подавлении генерации тлеющим разрядом наблюдается второй гигантский импульс (иногда серия импульсов) через несколько десятков микросекунд после включения импульсного тока. Удаление второго импульса от первого монотонно возрастает с током. Возможное объяснение заключается в следующем. Импульсный разряд вызывает дополнительное заселение нижнего лазерного уровня, что приводит к полному запираению резонатора. Последующая релаксация этого уровня возвращает резонатор в исходное состояние, что с учетом накопления в этот период энергии в CO_2 -лазере и приводит к запаздывающим гигантским импульсам.

Были проведены также эксперименты при наполнении ячейки газовой смесью $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$, аналогичной той, которой заполнялась трубка CO_2 -лазера. Запирание резонатора осуществлялось в этом случае уменьшением отверстия ирисовой диафрагмы. При включении импульсного разряда в ячейке возникал гигантский импульс, в 50—70 раз превышающий уровень стационарной генерации при открытой диафрагме. Затем были проведены эксперименты при уменьшении разрядного промежутка до 2.5 см. При этом сохранялись общие закономерности, приведенные выше, и были получены импульсы того же порядка, что и в длинной ячейке. Таким образом, имеется возможность размещения управляющего искрового промежутка непосредственно в разрядной трубке CO_2 -лазера, т. е. создание своеобразного лазер-триода.



Фиг. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. Covacs M. A., Flynn G. W., Javan A. Q-switching of molecular laser transitions. Appl. Phys. Letters, 1966, vol. 8, No. 3.
2. Wood O. R., Schwarz S. E. Passive Q-switching of a CO₂ laser. Appl. Phys. Letters, 1967, vol. 11, No. 3.
3. Hansl P. L., Morreal J. A., Henson W. J. Repetitive pulsing of the CO₂ laser by means of CO₂ gas and other absorbers. Appl. Phys. Letters, 1968, vol. 2, No. 3.
4. Лосев В. В., Папуловский В. Ф., Фебина Т. А. Модуляция добротности молекулярного газового лазера при помощи насыщающихся фильтров. Оптика и спектроскопия, 1970, т. 28, вып. 2.

УДК 533.722

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕРМИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ**

А. Д. Терехов, Е. Н. Фролова

(Ленинград)

В работе приведены результаты экспериментального сравнения двух распространенных методов определения коэффициентов аккомодации: метода свободно-молекулярного потока и метода скачка температур. Найдены значения коэффициентов, которые необходимо вводить в расчетные соотношения метода скачка температур, теоретически менее строгого, для получения истинных значений коэффициентов аккомодации. Поправочные коэффициенты определены как для одноатомных, так и для многоатомных газов.

В настоящее время для измерения термического коэффициента аккомодации a используются два метода: метод свободно-молекулярного потока и метод скачка температуры. Основные расчетные соотношения обоих методов приведены в работе [1].

Сравнение экспериментальных данных по коэффициенту аккомодации, полученных тем и другим методами [2], показывает, что хотя разброс данных для каждого из методов и значителен, он меньше, чем разность между значениями a (для одной и той же поверхности и одного и того же газа), полученными двумя разными методами. Такая плохая согласуемость результатов поставила вопрос об адекватности значений a , полученных методом низких давлений и методом скачка температуры, так как априори не было известно, является ли это различие теоретически обоснованным или результатом неидентичности условий определения.

Экспериментальной проверке этого вопроса посвящена, по существу, лишь работа Томаса и Гоулайка [2], которые попытались произвести тщательное сравнение методов так, чтобы методика эксперимента и условия опыта в пределах ограничений, накладываемых самими методами (различие давлений), сохранялись одинаковыми. Полученные ими данные не дали ответа на поставленный вопрос и, по свидетельству самих авторов, могут рассматриваться как лишнее подтверждение возможной зависимости коэффициента аккомодации от давления из-за адсорбции газа на поверхности при повышении давления.

Метод скачка температуры в его классическом виде [1] недостаточно строго обоснован теоретически. Попытку построить точную теорию температурного скачка для одноатомного разреженного газа на основании решения уравнения Больцмана для молекулярной функции распределения предпринял Веландер [3]. Им было получено следующее выражение для температурного скачка:

$$\Delta T = \frac{75\pi}{128} \frac{2 - Ka}{a} l \left(\frac{dT}{dx} \right)_n \quad (1)$$

которое согласуется с общепринятым выражением [1] во всем, кроме коэффициента K (l — длина свободного пробега молекул газа). В формуле (1) ΔT — температурный скачок; K — поправочный коэффициент для метода скачка температуры; $(dT/dx)_n$ — градиент температуры по нормали к поверхности.