

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. П. Годлевский, В. П. Лопасов, М. М. Макогон, Рубинов-
ый ОКГ со сканированием частоты и стабилизацией па-
раметров излучения для лазерной спектроскопии,
Квантовая электроника, 1973, номер 2, 68–71

<https://www.mathnet.ru/qe5061>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подра-
зумеает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.81

15 мая 2025 г., 13:17:04



ческой реакции можно представить уравнением [4]

$$dC_{ок}/dt = K_1 I^2 - K_2 C_{ок} I,$$

где K_1 и K_2 — константы; $C_{ок}$ — молярная концентрация фотоиндуцированных окрашенных молекул.

В случае незначительного уменьшения интенсивности активирующего лазерного излучения на $\lambda = 693,4$ нм решение этого уравнения показывает, что при увеличении интенсивности лазерного излучения квадратичная зависимость $D(I)$ будет переходить в линейную, что согласуется с экспериментальными данными.

Ответственными за фотообесцвечивание окрашенных молекул спиропирана, возникающих в результате двухфотонного возбуждения фотохромных соединений, могут быть короткоживущие стереоизомеры спиропирана, характеризующиеся полосами поглощения в длинноволновой области спектра [5].

Отклонение зависимости $D(I)$ от квадратичной может, по-видимому, наблюдаться и при изменении интенсивности возбуждающего излучения рубинового лазера, например, в результате обнаруженного нами светорасcеяния лазерного излучения в исследуемых растворах в процессе двухфотонного окрашивания спиропирана.

Выяснению причин наблюдаемого изменения характеристик двухфотонного окрашивания растворов спиропирана при высоких интенсивностях лазерного излучения посвящена дальнейшая работа.

Авторы выражают благодарность А. А. Панкратову за предоставленные данные по квантовому выходу и коэффициенту экстинкции окрашенной формы спиропирана в бензоле, а также чл.-корр. АН СССР Р. В. Хохлову за обсуждение полученных результатов и постоянный интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Ф. Манджиков, А. П. Дарманян, В. А. Барачевский, Ю. Н. Герулайтис. «Оптика и спектроскопия», **32**, 412 (1972).
2. R. Pantell, F. Pradere, I. Hauns, M. Schott, H. Puthoff. *J. Chem. Phys.*, **46**, 3507 (1967).
3. М. Д. Галанин, З. А. Чижикова. «Письма в ЖЭТФ», **4**, 41 (1966).
4. J. J. Amodi. *Phys. Rev.*, **188**, 336 (1969).
5. Г. И. Лашков, М. В. Савостьянова, А. В. Шапля, Т. А. Шахвердов. «Молекулярная фотоника». «Наука», 1970, стр. 299.

Поступило в редакцию 27 апреля 1972 г.

УДК 621.378.325

А. П. Годлевский, В. П. Лопасов, М. М. Макогон

РУБИНОВЫЙ ОКГ СО СКАНИРОВАНИЕМ ЧАСТОТЫ И СТАБИЛИЗАЦИЕЙ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В работах [1, 2] для исследования сверхтонкой структуры спектров поглощения веществ в газовой фазе предложен метод скоростной лазерной спектроскопии. Идея метода состоит в измерении интенсивности излучения в каждом пике генерации твердотельного ОКГ до и после прохождения через среду. Генератор, который может быть использован в этих целях, должен обладать рядом специфических особенностей. Во-первых, длина волны генерации должна перестраиваться в некотором (как можно большем) диапазоне. Во-вторых, ширина спектра излучения должна быть малой, максимальная ширина определяется шириной спектра исследуемой линии и должна быть меньше последней хотя бы на порядок. Третье необходимое условие — от пика к пику длина волны генерации должна перестраиваться контролируемым образом на очень небольшую, порядка полуширины линии, величину, только в таком случае можно плотно перекрыть исследуемый диапазон. И, наконец, четвертое условие — генератор должен обладать точностью установки и воспроизводимостью частоты не хуже полуширины линии излучения.

Первым двум условиям относительно легко удовлетворить. Перестройку можно обеспечить, используя дисперсионные резонаторы [3, 4], а необходимую ширину линии

излучения (порядка 10^{-2} см^{-1} для исследования газов при атмосферном давлении) — при использовании, например, ОКГ с устранением селекции [5]. С последними двумя условиями дело обстоит значительно сложнее. Обычно в твердотельных ОКГ реализуется режим хаотических пульсаций, причем положение линии излучения от пика к пику смещается неконтролируемым образом на $0,1-0,2 \text{ см}^{-1}$. Такие скачки частоты связаны, видимо, как с нестабильностью резонатора ОКГ, так и с неоднородным снятием инверсии населенности в ходе генерации. Известно несколько способов осуществления однородного снятия инверсии: использование бегущей волны [6], бегущей среды [7], компенсируемой фазовой модуляции [8, 9].

Мы для установления регулярности режима излучения использовали некомпенсированную фазовую модуляцию, которую создавали с помощью вращающейся плоскопараллельной стеклянной пластинки, помещенной в резонатор (рис. 1). При вращении

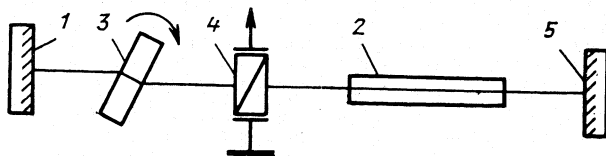


Рис. 1. Схема резонатора ОКГ:

1, 5 — зеркала с коэффициентами отражения 100 и 55% соответственно; 2 — активный элемент; 3 — вращающаяся пластинка; 4 — фильтр Лيو.

изменялась оптическая длина пластинки, что эквивалентно движению одного из зеркал резонатора (при использовании двух пластинок по разные стороны активного элемента можно получить компенсируемую фазовую модуляцию). Этот способ значительно проще, чем прямое движение зеркала, напыленного на пьезокристалл или приклеенного к пьезокерамике, где сложно получить чисто поршневое движение зеркала [10, 11]. Максимальная эффективная скорость движения зеркала, реализованная в наших экспериментах, составляла около 6 м/сек при скорости вращения пластинки 6000 об/мин (толщина пластинки $1,6 \text{ см}$). Так как скорость движения зеркала прямо пропорцио-

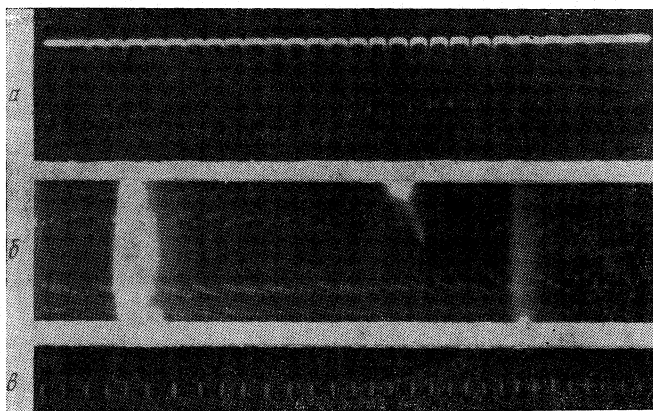


Рис. 2. Характеристика излучения ОКГ:

а — кинетика при скорости движения зеркала 2 м/сек ; б — спектр излучения (область дисперсии интерферометра 1 см^{-1}); в — структура поля излучения в дальней зоне.

нальна толщине пластинки и скорости ее вращения, то легко достижимы скорости $50-100 \text{ м/сек}$. Включение ламп накачки синхронизовалось с вращением пластинки таким образом, чтобы генерация происходила при угле падения света на пластинку, близком к углу Брюстера.

Как и следовало ожидать, кинетика и спектр излучения ОКГ сильно зависят от скорости движения зеркала (под кинетикой понимается временная зависимость интенсивности излучения ОКГ). При скоростях меньше $0,5 \text{ м/сек}$ режим излучения обычный, с хаотическими пиками. При увеличении скорости картина излучения улучшается и при переходе за 1 м/сек оно становится регулярным (рис. 2, а). Частота генерации изменяется в соответствии с эффектом Допплера на «движущемся» зеркале, диапазон

перестройки составляет около 1 см^{-1} , нерегулярные скачки частоты от пика к пику исчезают. Частота генерации многократно (до 50—70 раз при больших накачках) проходит этот диапазон вблизи вершины линии люминесценции; при смещении частоты от вершины усиление падает, генерация прерывается и возникает вновь на вершине (рис. 2,б). Становится регулярным и пространственное распределение излучения (рис. 2,в). Энергетический режим не отличается от режима при обычной свободной генерации.

Высокая стабильность режима генерации, реализуемая в наших экспериментах, говорит не только об однородном снятии инверсии, но и о повышении устойчивости ОКГ к флуктуациям параметров резонатора, которые всегда имеют место [12]. Прямое устранение этих флуктуаций — упрочнение конструкции, развязка цепей охлаждения ламп и активного элемента, стабилизация режима питания ламп и пр. в некоторых случаях также дает возможность получить регулярный режим [12]. Так как для использованного в нашем случае резонатора характерны продольное и поперечное смещение поля в резонаторе (со скоростями несколько метров в секунду) и сильная межмодовая связь, то слабые нерегулярные возмущения резонатора, имеющие скорость порядка нескольких сантиметров в секунду и заметно влияющие на неподвижный резонатор, не оказывают существенного воздействия на быстро (и регулярно) перестраиваемый резонатор. Сильная связь продольных и поперечных мод, проявляющаяся в однородном поперечном распределении поля, делает ОКГ устойчивым и к слабым разъюстировкам зеркал резонатора в процессе генерации.

Использовать такой ОКГ непосредственно для спектроскопических исследований сложно, так как спектр излучения не удовлетворяет поставленным выше требованиям. Для управления спектром мы помещали в резонатор аналогично [4] электрически перестраиваемый фильтр Лيو. Выбор именно этого элемента, создающего дисперсию резонатора, не случаен. Можно показать, что из всех обычно используемых дисперсионных элементов необходимой устойчивостью к разъюстировкам и прочим внешним воздействиям обладают только интерферометр Фабри—Перо и поляризационные

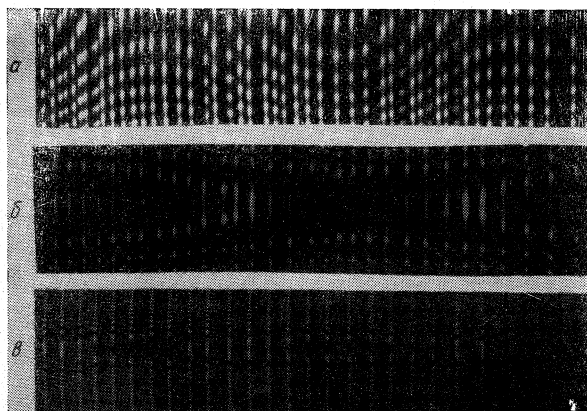


Рис. 3. Спектр излучения ОКГ при переменном напряжении на фильтре Лيو 12 кв (а), 1 кв (б) и 0,25 кв (в). Области дисперсии измерительного интерферометра $2,5 \text{ см}^{-1}$ (а), 1 см^{-1} (б) и $0,17 \text{ см}^{-1}$ (в).

фильтры. Интерферометр имеет меньшую полосу пропускания (при той же области дисперсии), однако это преимущество становится несущественным, если ОКГ работает в режиме с однородным снятием инверсии. Фильтр Лيو имеет значительно меньшие потери (выходная энергия поэтому выше в 2—3 раза) и большую угловую апертуру. Кроме того, фильтр Лيو имеет электрическое управление, что позволяет изменять частоту практически по любому закону. Интерферометр как механическая система может обеспечить закон перестройки, близкий к линейному или синусоидальному — при вращении и колебании интерферометра. Существенный недостаток используемого нами фильтра (который можно устранить, используя фильтр с термокомпенсацией [13]) — сильная зависимость положения максимума пропускания от температуры кристаллов; в нашем случае коэффициент сдвига составляет примерно 1 \AA/град . Долговременная стабильность достигалась при стабилизации температуры кристаллов с точностью до $0,02 \text{ }^\circ\text{C}$.

При установке фильтра Лио в резонатор кинетика и расходимость излучения оставались регулярными, а спектр существенно изменялся. Если напряжение на фильтре Лио поддерживалось постоянным, то отклонение частоты генерации от среднего значения не превышало $0,01 \text{ см}^{-1}$. При подаче переменного напряжения на фильтр воспроизводимость частоты как в одном, так и в разных импульсах генерации была также порядка $0,01 \text{ см}^{-1}$ (при определении воспроизводимости учитывалось изменение температуры фильтра Лио). Режим генерации (в том числе и спектр генерации) не изменялся и при создании в резонаторе дополнительной «случайной» селекции (для этого устанавливали в резонаторе до четырех стеклянных точно отъюстированных или слегка разъюстированных пластинок).

Такая высокая стабильность режима работы и точность установки частоты генерации позволили осуществить эффективное управление генерацией ОКГ: получены многократная перестройка частоты генерации за импульс в диапазоне до 7 см^{-1} и плавное, с шагом менее $0,01 \text{ см}^{-1}$, смещение частоты (рис. 3), а также и все промежуточные режимы. Следует отметить, что при сдвиге от максимума пропускания фильтра на $0,01 \text{ см}^{-1}$ его коэффициент пропускания уменьшается всего на $0,01\%$. Это указывает на очень высокую чувствительность данного ОКГ к слабым селективным потерям в резонаторе. Полученный режим генерации устойчив при температурных перепадах до 60°C и 4-кратном превышении накачки над пороговой (более высокие температуры и накачки в нашей установке не было возможности реализовать).

Таким образом, описанный ОКГ полностью удовлетворяет поставленным условиям. Высокую ($0,01\%$) чувствительность его к слабым селективным потерям в резонаторе можно использовать при исследовании сверхслабых линий поглощения газовой среды, помещенной внутри резонатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Е. Зуев, В. П. Лопасов, М. М. Макогон. *Известия вузов. Сер. Физика*, № 11, 135 (1971).
2. В. Е. Зуев, В. П. Лопасов, М. М. Макогон. *ДАН СССР*, **199**, 1041 (1971).
3. В. Л. Броуде, Н. Ф. Прокопюк, М. С. Соскин. *Бюллетень изобретений и товарных знаков*, № 15, 27 (1964).
4. В. П. Лопасов, М. М. Макогон. *Оптика и спектроскопия*, **28**, 543 (1970).
5. В. И. Малышев, А. С. Маркин, А. А. Сычев. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 3 (1969); *ЖЭТФ*, **39**, 334 (1969).
6. С. L. Tang, H. Statz. *Phys. Rev.*, **136A**, 1, (1964).
7. Б. Л. Лифшиц. *УФН*, **98**, 383 (1969).
8. К. Г. Фолин. Кандидатская диссертация. Новосибирск. ИФП СО АН СССР, 1969.
9. А. В. Пуговкин. Кандидатская диссертация. Томск, ТИАСУР, 1968.
10. Ф. В. Карпушко. *Приборы и техника эксперимента*, № 3, 186 (1971).
11. E. A. Gerber, E. R. Ahlstrom. *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-5**, 403 (1969).
12. Н. М. Галактионова, В. Ф. Егорова, А. А. Мак. *Оптика и спектроскопия*, **25**, 305 (1968).
13. С. Б. Иоффе и др. *Астрономический журнал*, **45**, 1037 (1968).

Поступило в редакцию 22 мая 1972 г.

УДК 535.211

Ю. Н. Лохов, В. С. Моспанов, Ю. Д. Фивейский

ОПТИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ ПРОЗРАЧНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Оптическая прочность поверхности прозрачного диэлектрика изучалась рядом авторов [1—4]. Наиболее последовательно программа экспериментальных работ была выполнена Л. Д. Хазовым и сотр. [5], которые сформулировали основные физические процессы, приводящие к разрушению поверхности прозрачного диэлектрика лазерным импульсом наносекундной длительности. Теоретически эта проблема изучалась в работах [6, 7], в которых, однако, не было учтено поверхностное поглощение.

В настоящей работе развивается динамическая теория оптической прочности поверхности твердого изотропного прозрачного диэлектрика с учетом возникающих термоупругих напряжений, обусловленных поверхностным поглощением. Оценка стрик-